

用光谱分辨的二次谐波方法测定连续波同步泵浦染料激光脉冲形状的非对称性

鲍晓毅 关信安 吕福云 袁树忠
(南开大学物理系)

提 要

我们用光谱分辨的二次谐波方法测定了连续波同步泵浦染料激光脉冲形状的非对称性。本文分析了利用光谱分辨的二次谐波方法确定同步泵浦染料激光脉冲非对称性的可能性, 实验结果表明我们对这种激光脉冲非对称性的理论分析是正确的。

最近的一些理论分析表明: 同步泵浦染料激光脉冲的形状是非对称的^[1~4], 特别是, 我们曾用 Lagrange 乘子法求解三阶增益展开的锁模方程, 得到了同步泵浦染料激光脉冲的非对称形状^[5]。目前, 从实验上确定微微秒光脉冲的非对称性是一个比较棘手的课题。因为传统的二阶相关方法无法给出脉冲形状非对称性的信息, 而对于连续波同步泵浦染料激光器, 由于它的峰值功率较低, 想用三阶相关的方法来确定它产生光脉冲的非对称性就更为困难。这里, 我们用一种简单易行的方法——光谱分辨的二次谐波方法^[6]测出了这类脉冲形状的非对称性。

Yuzo Ishida^[6]等人曾证明, 光谱分辨的二阶相光函数为

$$G_s(\Delta\omega, \tau) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} A(t)A(t+\tau) \exp[i(-\Delta\omega t + \phi(t) + \phi(t+\tau))] dt \right|^2. \quad (1)$$

如果在实验上观察到 $G_s(\Delta\omega, t)$ 相对于 $\Delta\omega$ 是非对称的话, 就意味着 $A(t)$, 或 $\phi(t)$, 或 $A(t)$ 和 $\phi(t)$ 同时存在非对称性, 这就给我们提供了一种可能性: 在 $\phi(t)$ 对称的情况下, 可用这种方法确定脉冲包络 $A(t)$ 的非对称性。(在上式中, τ 为两个输入脉冲之间的延迟, $A(t)$ 为脉冲的包络, $\phi(t)$ 为位相)。

我们知道, 由锁模 Δr^+ 激光器同步泵浦染料激光器输出的脉冲宽度一般都在微微秒量级, 这与它有较宽的带宽是不相适应的。这里因为在这种系统中存在着啁啾现象, 是它使得脉冲展宽。现在, 对于我们这个同步泵浦染料激光器系统, 根据色散公式, 我们计算出: 染料喷膜、调谐元件、锁模元件等所带来的色散都是负色散。因此, 在位相公式中, 可以表示成 $\phi = bt^2$, 且 $b > 0$ 。可见 $\phi(t) = \phi(-t)$ 。因此根据前面所述的测量原理, 可用光谱分辨二次谐波方法来测量我们这个系统微微秒光脉冲的非对称性。

根据我们对脉冲非对称性的理论分析^[5]有

$$A(t) = A_0 \left(1 + \frac{t^2}{6\omega_0^2 \tau_0^2 \delta T} \right) \exp\left(-\frac{t^2}{2\tau_0^2} \right). \quad (2)$$

这是一个不对称的包络, 其中 ω_0 为调谐元件所确定的内腔带宽, $\delta T = T_p - T_a$, 它是泵

浦光脉冲与染料光脉冲的同步失配参数, T_p 和 T_s 分别为泵浦脉冲和染料光脉冲的重复周期, τ_0 为同步泵浦输出的脉冲宽度。

将(2)代入(1), 得到与(2)相对应的光谱分辨二阶相关函数 $G_s(\Delta\omega, \tau)$ 如下式所示:

$$\begin{aligned} G_s(\Delta\omega, \tau) &= \left| \int_{-\infty}^{\infty} A(t)A(t+\tau)\exp[-i\Delta\omega t + i\phi(t) + i\phi(t+\tau)] \cdot dt \right|^2 \\ &= \left| \int_{-\infty}^{\infty} A_0^2 \left(1 + \frac{t^3}{6\omega_c^2 \tau_0^4 \delta T}\right) \exp\left(-\frac{t^2}{2\tau_0^2}\right) \exp\left[-\frac{(t+\tau)^2}{2\tau_0^2}\right] \right. \\ &\quad \times \left. \left[1 + \frac{(t+\tau)^3}{6\omega_c^2 \tau_0^4 \delta T}\right] \exp[-i\Delta\omega t + ibt^2 + ib(t+\tau)^2] dt \right|^2 \\ &= A_0^4 \left| \exp\left\{-\frac{\tau^2}{2\tau_0^2} + ib\tau^2 + \left[\frac{\tau^2/\tau_0^4 + 2i\tau/\tau_0^2(\Delta\omega - 2b\tau) - (\Delta\omega - 2b\tau)^2}{4\left(\frac{1}{\tau_0^4} + 4b^2\right)}\right]\right\} \right. \\ &\quad \times \left.\left(\frac{1}{\tau_0^2} + 2ib\right)\right\} \int_{-\infty}^{\infty} \left[1 + \frac{2t^3 + 3t^2\tau + 3t\tau^2 + \tau^3}{6\omega_c^2 \tau_0^4 \delta T} \right. \\ &\quad \left. + \frac{t^6 + 3t^5\tau + 3t^4\tau^2 + t^3\tau^3}{(6\omega_c^2 \tau_0^4 \delta T)^2}\right] \exp\left[-\left(\frac{1}{\tau_0^2} - 2ib\right)(t+t_0)^2\right] dt \right|^2. \end{aligned} \quad (3)$$

其中:

$$t_0 = \frac{\tau/\tau_0^2 + i(\Delta\omega - 2b\tau)}{2\left(\frac{1}{\tau_0^2} - 2ib\right)}. \quad (4)$$

从(4)式可以看出 t_0 对 $\Delta\omega$ 是非对称的, 即 $t_0(\Delta\omega, \tau) \neq t_0(-\Delta\omega, \tau)$, 积分(3)得到:

$$\begin{aligned} G_s(\Delta\omega, \tau) &= A_0^4 \exp\left[-\frac{\tau^2}{\tau_0^2} + \frac{\tau^2/\tau_0^4 - \Delta\omega^2 + 4b^2\tau^2}{2\tau_0^2(1/\tau_0^4 + 4b^2)}\right] \\ &\quad \times \left| 1 + \frac{\tau^3}{6\omega_c^2 \tau_0^4 \delta T} + \frac{1}{2\omega_c^2 \tau_0^4 \delta T} \frac{\tau}{2(1/\tau_0^2 - 2ib)} + \frac{9\tau^2}{(6\omega_c^2 \tau_0^4 \delta T)^2} \right. \\ &\quad \times \frac{1}{4(1/\tau_0^2 - 2ib)^2} + \frac{1}{(6\omega_c^2 \tau_0^4 \delta T)^2} \frac{1}{8(1/\tau_0^2 - 2ib)^3} \\ &\quad + \frac{1}{6\omega_c^2 \tau_0^4 \delta T} (-3t_0\tau^2 + 3\tau t_0^2 - 2t_0^3) - \frac{1}{6\omega_c^2 \tau_0^4 \delta T} \times \frac{t_0}{(1/\tau_0^2 - 2ib)} \\ &\quad - \frac{\tau^3}{(6\omega_c^2 \tau_0^4 \delta T)^2} \left[\frac{3t_0}{2(1/\tau_0^2 - 2ib)} + t_0^3\right] + \frac{3\tau^2}{(6\omega_c^2 \tau_0^4 \delta T)^2} \left[\frac{2t_0^2}{(1/\tau_0^2 - 2ib)} + t_0^4\right] \\ &\quad + \frac{1}{(6\omega_c^2 \tau_0^4 \delta T)^2} \left[-\frac{15\tau t_0}{4(1/\tau_0^2 - 2ib)^2} - \frac{15\delta t_0^3}{(1/\tau_0^2 - 2ib)} - 3\tau t_0^5 \right. \\ &\quad \left. + \frac{15t_0^2}{4(1/\tau_0^2 - 2ib)^2} + t_0^6 + \frac{15t_0^4}{(1/\tau_0^2 - 2ib)}\right] \right|^2. \end{aligned} \quad (5)$$

令上式为

$$G_s(\Delta\omega, \tau) = A_0^4 \exp\left[-\frac{\tau^2}{\tau_0^2} + \frac{\tau^2/\tau_0^4 - \Delta\omega^2 + 4b^2\tau^2}{2\tau_0^2(1/\tau_0^4 + 4b^2)}\right] \cdot g_0. \quad (6)$$

式中 g 为(5)式中的 $|\quad|^2$ 项。由于感兴趣的只是 $G_s(\Delta\omega, \tau)$ 对 $\Delta\omega$ 是否对称的问题, 而在(5)式中, 指数部分对 $\Delta\omega$ 是对称的, 所以我们不考虑它, 只要看一下绝对值部分对 $\Delta\omega$ 是否对称就可以了, 即只要看一下 g 对 $\Delta\omega$ 是否对称。

由于 g 中包含有 t_0 的偶次和奇次项, 而且有 $t_0(\Delta\omega, \tau) \neq t_0(-\Delta\omega, \tau)$, 所以有 $g(\Delta\omega, \tau) \neq g(-\Delta\omega, \tau)$ 。从而

$$G_s(\Delta\omega, \tau) \neq G_s(-\Delta\omega, \tau). \quad (7)$$

在微微秒自相关测量中, 相关函数 G 通常是用它的 FWHM(即 $\Delta\tau$) 来代表的, 所以当

G 对 $\Delta\omega$ 不对称的时候, 必然有 $\Delta\tau$ 对 $\Delta\omega$ 的关系也是非对称的, 而这种非对称是由于脉冲形状的非对称性所致。

图 1 是根据理论公式 (6) 计算得到的 $\Delta\tau \sim W$ ($W = \tau_0 \Delta\omega / 2$) 关系的理论曲线, 与上述理论曲线相对应的是从实验上得到的图 2 所示的曲线。由上述理论曲线和实验曲线的对比, 我们发现它们基本符合, 这就从实验方面证明了 [5] 中理论分析是正确的。

至此, 我们通过光谱分辨的二次谐波方法, 得到了同步泵浦输出脉冲的非对称信息, 而这一信息用传统的二阶相关方法是不能得到的。当然, 关于脉冲包络非对称性的一些细节, 还有待通过进一步的实验工作来得到。

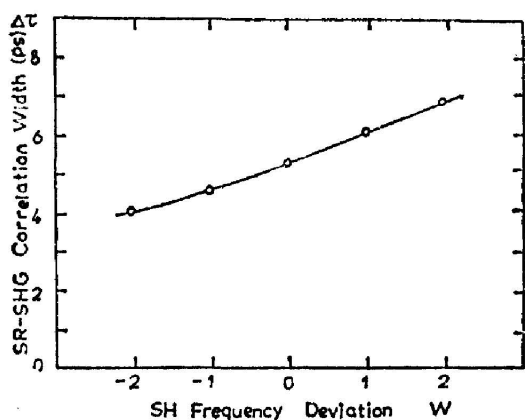


图 1 理论计算的光谱分辨的二次谐波自相关宽度 $\Delta\tau$ 同谐波频偏的关系(此时 $b > 0$)

Fig. 1 Calculated spectrum-resolved SHG autocorrelation width $\Delta\tau$ as a function of SH frequency deviation $W = \frac{\tau_0 \Delta\omega}{2}$ ($b > 0$)

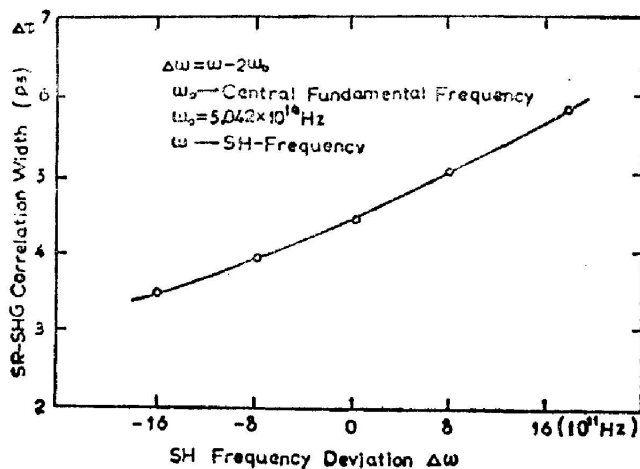


图 2 光谱分辨自相关宽度 $\Delta\tau$ 同二次谐波频偏 $\Delta\omega$ 的关系

Fig. 2 SH frequency deviation $\Delta\omega$ dependence of the spectrum-resolved SHG autocorrelation width $\Delta\tau$

参 考 文 献

- [1] J. Herrmann, U. Motschmann; *Appl. Phys.*, 1982, **B27**, No. 1 (Jul), 27.
- [2] J. Herrmann, U. Motschmann; *Opt. Commun.*, 1982, **40**, No. 5 (Feb), 379.
- [3] J. H. C. New; *Rep. Prog. Phys.*, 1983, **46**, No. 8 (Aug), 877.
- [4] J. H. C. New, J. M. Catherall; *Opt. Commun.*, 1984, **50**, No. 2 (May), 111.
- [5] 鲍晓毅, 关信安; 《光学学报》, 1985, **5**, No. 12 (Dec), 1057.
- [6] Yuzo Ishida, Kazunori Nagauma, et al.; *IEEE J. Quantum Electron.*, 1985, (待发表).

**Determination of pulse shape asymmetry in a CW
synchronously pumped dye laser using the method
of spectrum-resolved SHG correlation**

BAO XIAOVI GUAN XINAN LU FUYUN AND YUAN SHUZHONG

(Department of Physics, Nankai University, Tianjin)

(Received 28 March 1985; revised 11 July 1985)

Abstract

We have determined the pulse shape asymmetry in a synchronously pumped dye laser using the method of spectrum-resolved SHG correlation. In this paper, we first present the basic principle of spectrum-resolved SHG correlation, and then analyse the possibility of determination of the pulse shape asymmetry in a CW synchronously pumped dye laser by this method. The experimental results were found to be in good agreement with the results of our analysis.