

## 利用非共线二次谐波的产生测量ps光脉冲的形状和宽度

张筑虹\* 刘一先 李富铭

(复旦大学物理系, 上海)

余文炎 邓锡铭

(中国科学院上海光机所)

**摘要:** 本文介绍了通过取样光脉冲与待测光脉冲在 KDP 晶体中非共线二次谐波的产生, 测量 ps 光脉冲的形状和宽度的原理、装置和实验结果, 并与自相关测量法进行了比较, 给出了使用相关法测脉宽中的修正因子曲线。

**关键词:** 相关测量, 超短脉冲

### Shape and width of picosecond light pulses measured by non-collinear second harmonic wave generation

*Zhang Zhuhong, Liu Yixian, Li Fuming*

(Department of Physics, Fudan University, Shanghai)

Yu Wenyan, *Deng Ximing*

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

**Abstract:** The principle, set-up and experimental results for measuring the shape and width of picosecond light pulses by means of non-collinear second harmonic wave generation in KDP are reported. The method is compared with self-correlation function method. The curve of corrector in the width correlation measurement is given.

**Key words:** correlation measurement, ultra-short pulse

### 一、引 言

对于 ps 光脉冲的瞬时强度轮廓特性可采用条纹照相机直接测量, 但由于条纹照相机价格昂贵使其应用受到限制。常用的 SHG、TPF 方法只能间接测出 ps 光脉冲的脉宽, 而 THG 方法<sup>[1]</sup>也只给出 ps 光脉冲的大致形状。本文介绍一种利用 SHG 的非共线、无本底互相关的方法, 该方法简单、灵敏, 并可同时获得 ps 光脉冲的形状和宽度的信息。利用 SHG 的非共线、无本底相关的方法测量 ps 光脉冲的宽度在 1975 年曾由 E. P. Ippen<sup>[2]</sup>所报道。本文在此基础上引入取样脉冲和待测脉冲的概念, 利用两者的互相关, 测量了乙醇前向受激喇曼光的形状和宽度, 得到了与自相关 SHG 测量相符合的结果, 并讨论了这种方法进一步发展的可能性和潜

收稿日期: 1988 年 7 月 11 日。

• 现在上海光机所工作。

在优势。

## 二、原理和理论计算

常用的 SHG、TPF 方法所测量的是一个光脉冲的二级相关函数  $G^{(2)}(\tau)$ , 在测量过程中失去了脉冲的相位信息, 所测得的相关函数是对称的, 从而也就无法确定被测光脉冲的形状。这个被失去的相位信息, 可以通过测量脉冲更高级的相关函数而恢复, 数学表示为

$$G^{(n)}(\tau_1, \tau_2, \dots, \tau_{n-1}) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(t)I(t+\tau_1)\cdots I(t+\tau_{n-1})dt \quad (1)$$

如采用单一延迟的方法, 上式可写为

$$G^{(n)}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} I^{(n-1)}(t)I(t+\tau)dt \quad (2)$$

当  $n \geq 3$  时,  $I^{(n-1)}(t)$  的脉宽小于基波光脉宽, 这样在  $I^{(n-1)}(t)$  与  $I(t)$  之间的相关中可把  $I^{(n-1)}(t)$  视做  $I(t)$  的取样脉冲, 在特殊情况下,  $I^{(n-1)}(t)$  接近于  $\delta$  函数脉冲, 这时测得的相关函数即为基波光的真实轮廓, 即

$$G^{(\infty)}(0, 0, \dots, \tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(t)I(t+\tau)dt = I(\tau) \quad (3)$$

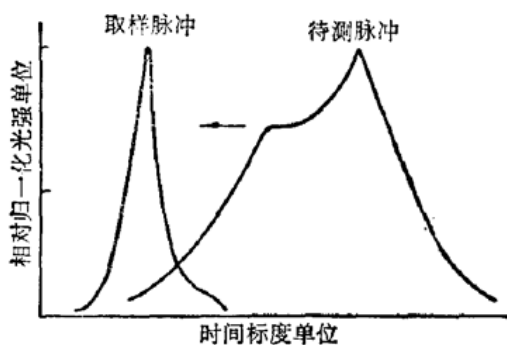


图 1 测量原理示意图

把这样的物理思想发展到二级互相关函数  $G^{(2)}(\tau)$  (见图 1):

$$G^{(2)}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} I_1(t)I_2(t+\tau)dt \quad (4)$$

如果  $I_1(t)$  的脉宽  $\tau_1$  小于  $I_2(t)$  的脉宽  $\tau_2$ , 则可选  $I_1(t)$  为取样脉冲, 那么  $G^{(2)}(\tau)$  可反映  $I_2(t)$  的形状, 且在  $\tau_1 \ll \tau_2$  时, 可以认为  $G^{(2)}(\tau)$  为  $I_2(t)$  的真实轮廓。但在实验中, 很难得到满足  $\tau_1 \ll \tau_2$  的取样脉冲, 因而所测量的相关函数仅能大致反映  $I_2(t)$  的

形状, 其精度取决于取样脉冲的宽度, 而  $I_2(t)$  的脉宽则可由相关函数曲线通过下式计算求得:

$$\Delta t_{1/2} = 2 \cdot \Delta l / c \cdot \beta \quad (5)$$

其中,  $\Delta l$  为光学延迟线的平动距离,  $\beta$  为修正因子。

为确定修正因子  $\beta$ , 不失一般性, 视 ps 尺度上的取样脉冲和待测脉冲均为高斯型脉冲, 经强度归一化, 光脉冲的强度为<sup>[3]</sup>

$$I_1(t) = \text{Exp}\left(-4 \ln 2 \frac{t^2}{\tau_1^2}\right) \quad (6)$$

$$I_2(t) = \text{Exp}\left(-4 \ln 2 \frac{t^2}{\tau_2^2}\right) \quad (7)$$

当给出光脉冲的半宽值时, 可将  $I_1(t)$ ,  $I_2(t)$  视为两个数据序列  $\{x_k\}$ ,  $\{y_k\}$ ,  $k=1, 2, \dots, n$ ,  $k$  表征时间量  $t$ , 且

$$\{x_k\} = \text{Exp}\left(-4 \ln 2 \frac{\left(-\frac{n}{2} + k\right)^2}{\tau_1^2}\right) \quad (8)$$

由此,从数学计算中得出  $I_1(t)$  与  $I_2(t)$  (也即  $\{x_k\}, \{y_k\}$ ) 的互相关函数:

$$R_{xy}(\tau) = \frac{1}{N-\tau} \sum_{i=0}^{N-\tau} x(i)y(i+\tau) \tag{9}$$

式中,  $\tau$  表征时间量  $\tau$ 。由(9)式,可得到满足下式的  $\tau$  值:

$$\frac{R_{xy}(0)}{2} = R_{xy}(\tau) \tag{10}$$

则可得到互相关函数的半宽  $\tau_g$ :

$$\tau_g = 2\tau \tag{11}$$

在计算过程中,我们按不同的  $\tau_1/\tau_2$  值选取  $\tau_1, \tau_2$ , 利用计算机求  $I_1(t)$  与  $I_2(t)$  的互相关函数  $G^{(2)}(\tau)$ , 从而得到对应于不同的  $\tau_1/\tau_2$  时的  $\tau_1/\tau_g$  值,按公式(5),有

$$\tau_2 = 2\Delta l/c \cdot \beta = \tau_g/\beta \tag{12}$$

采用多项式拟合方式,给出修正因子  $\beta \sim \tau_1/\tau_g$  曲线如图 2。

由曲线给出的自相关修正因子  $\beta = 1.43$ , THG 修正因子  $\beta = 1.22$ , 这与文献 [1, 2] 中给出的  $\beta = 1.4$  和  $\beta = 1.2$  基本相符。这样,我们可利用自相关测到的  $\tau_1$  与互相关测到的  $\tau_g$  来确定待测光脉冲的  $\tau_2$ 。

KDP 晶体中的非共线 SHG 的相位匹配要求以垂直光轴入射的两束光的夹角满足下式:

$$\theta = \sin^{-1} \left\{ n_0^\omega \sin \left[ \cos^{-1} \left( \frac{n_e^{2\omega}}{n_0^\omega} \right) \right] \right\} \tag{13}$$

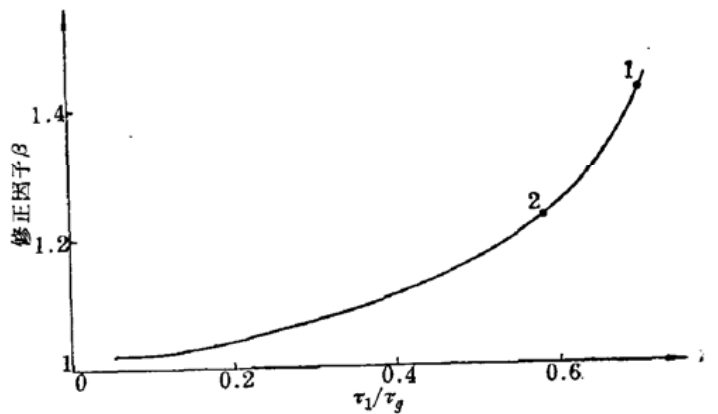


图 2 修正因子曲线 1. 自相关点; 2. THG 点

### 三、实验装置和结果

实验装置如图 3 所示,图 4 为测量自相关曲线的类迈克尔逊装置示意图。

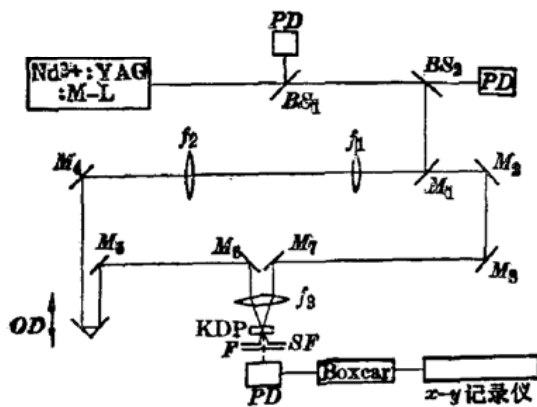


图 3 实验装置示意图

$f_1=f_2=5\text{ cm}$ ,  $M_1$ (532 nm 全反、632 nm 全透)

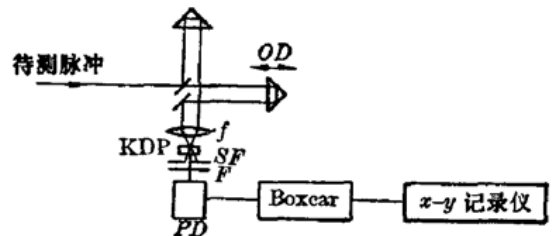


图 4 无本底自相关测量装置图

主被动锁模  $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$  振荡器、放大器和倍频晶体组成的 Quantel 激光系统输出 532 nm, 重复率为 10 Hz, 脉宽为 30 ps 的单脉冲激光, 用其泵浦乙醇产生波长为 630 nm 的前、后

向喇曼光脉冲，前向光经光学延迟线 OD1 后汇同后向光经  $f_3$  (焦距为 5 cm) 以相位匹配角  $11.5^\circ$  入射到厚为 0.3 cm 的 KDP 晶体中，产生 315 nm 的倍频光，由光电倍增管探测，通过 OD1 扫描可得到相关函数曲线。自相关曲线可以同样探测手段，通过扫描 OD2 得到。

当泵浦光的功率密度为  $6.2 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$ ，Raman 池长  $l_{RP} = 1 \text{ cm}$  时，图 5(a, b, c) 分别给出后向光脉冲(取样脉冲)、前向光脉冲的自相关曲线和互相关曲线，结果给出： $\tau_1 = 1.5 \pm 0.3 \text{ ps}$ ， $\tau_2 = 3.5 \pm 0.3 \text{ ps}$ ， $\tau_g = 4.1 \pm 0.3 \text{ ps}$ 。由  $\tau_1/\tau_g = 0.365$ ，查修正因子曲线得  $\beta = 1.12$ ，则由图 5(c) 给出  $\tau'_2 = 3.6 \pm 0.3 \text{ ps}$ ，与自相关法测到的  $\tau_2$  相符。其中图 5(c) 的虚线部分是高斯理论曲线，可说明喇曼光是近高斯型的，结果与锁模光的不对称，以及喇曼产生所引起的前沿陡，后沿缓相一致。

当泵浦光的功率密度为  $5.3 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$  时， $l_{RP} = 0.5 \text{ cm}$ ，相应于取样、待测脉冲的自相关、互相关曲线如图 6(a, b, c)，取样脉冲宽度  $\tau_1 = 0.7 \text{ ps}$ 。由图 6(b)，只能大致判断前向光脉

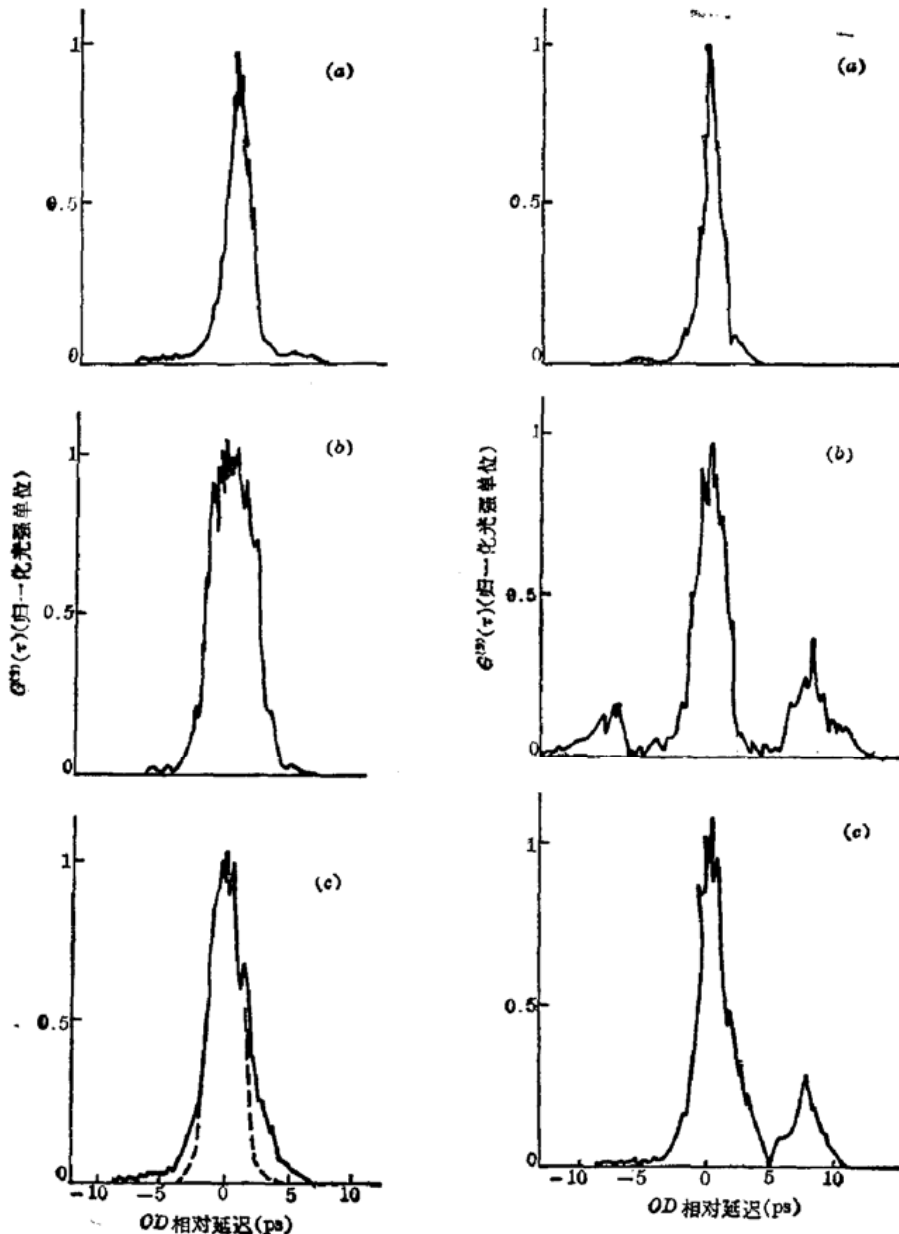


图 5 单峰类高斯结构的相关函数轨迹

图 6 多峰结构的相关函数轨迹

冲有两只峰且存在是由随机涨落所引起的可能性<sup>[4]</sup>, 而图 6(c) 则给出前向光脉冲的具体形状, 且测量误差和分辨率均在 0.7 ps 之内。前后光脉冲中的小峰应为喇曼池反射所形成, 二峰间距(9 ps)与泵浦光会焦于距池输入端 1 mm 相一致。

#### 四、讨 论

在修正因子  $\beta$  的计算及实验中, 我们均视 ps 的尺度上光脉冲为高斯型<sup>[5]</sup>, 作为更一般的考虑, 我们认为作为取样的脉冲形状对于所测得的光脉冲的形状无影响, 只涉及到精确度, 而对脉宽的测量, 在  $\tau_1$  比  $\tau_2$  要小得多时也没有大的影响, 只有当  $\tau_1$  接近于  $\tau_2$  时, 需根据取样脉冲的具体形状, 找到正确的修正因子  $\beta$  以完成脉宽及形状的同时测量。

总之, 这种方法的准确度取决于取样脉冲的宽度及其待测脉冲的宽度比, 要寻找一种与待测光脉冲波长相配, 且脉宽窄的取样脉冲也是比较困难的, 很幸运的是波长可调的 ps 超短腔染料激光器<sup>[6]</sup>的出现, 及其目前已发展到输出亚 ps 的可调谐激光, 这就为我们选取取样脉冲提供了很大便利, 虽然它仍受到取样脉冲稳定性的影响, 但这种利用 SHG 的非共线、无本底相关测量脉冲形状和宽度的方法, 在 ps 尺度上显露其价值。

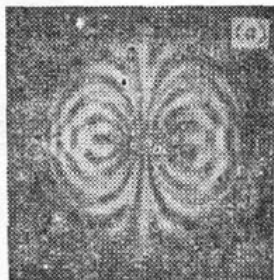
#### 参 考 文 献

- 1 刘一先, 中国激光, **14**(1), 5(1987)
- 2 E. P. Ippen, *Appl. Phys. Lett.*, **27**(9), 488(1975)
- 3 A. W. Smith, *Appl. Phys. Lett.*, **17**(8), 340(1970)
- 4 H. E. Rowe, *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-6**(1), 49(1970)
- 5 R. C. Eckard, *Appl. Phys. Lett.*, **15**(12), 425(1969)
- 6 刘一先, 中国激光, **14**(3), 141(1987)

(上接第300页)

(22)式给出曲率, (24)式给出扭率。

取一厚 0.5 mm, 直径 75 mm 的圆形铝板, 表面涂金粉, 周边固定, 中心加集中力。用 20 mW 的氮-氦激光器作照明光源, 光楔角度 20' 透镜焦距  $f=240$  mm, 圆板中心挠度为 10  $\mu$ m。用图 4 光路双曝光记录散图斑, 滤波分析时取一级晕块得图 8(a) 所示曲率条纹。用图 6 光路记录散斑图, 滤波得图 8(b) 所示扭率条纹。



(a)曲率条纹



(b)扭率条纹

图 8

#### 参 考 文 献

- 1 Y. Y. Huang *et al.*, *Appl. Opt.*, **18**(7), 1046(1979)
- 2 R. K. Mohanty *et al.*, *Appl. Opt.*, **23**(24), 4596(1984)
- 3 D. K. Sharma *et al.*, *Appl. Opt.*, **23**(10), 1542(1984)