+ 図 (泉 北 第14巻 第1期

用三级相关函数法测量 ps 光脉冲的形状和宽度

刘一先 林 军 黎晓良 李富铭 (复旦大学物理系)

提要:本文介绍三级相关函数法测量 ps 光脉冲的形状和宽度的原理、装置和实验结果,并与 TPF 方法测量的结果进行了比较。

Phase and width of picosecond light pulses measured by third order correlation function method

Liu Yıxian, Lin Jun, Li Xiaoliang, Li Fuming

(Department of Physics, Fudan University)

Abstract: The principle, set-up and experimental results for measuring the phase and width of picosecond light pulses by third order correlation function method are reported. The experimental results are compared with those measured by TPF method.

E

对于 ps 光脉冲的瞬时强度轮廓特性 可 以采用条纹照相机直接测得,但由于条纹照 相机价格非常昂贵,因而应用范围受到限制。 而通常采用的方法则是分别测量光脉冲的二 级自相关函数和用光谱仪器 测量 其谱线形 状,然后通过计算方法间接得到其光脉冲宽 度,例如 TPF 和 SHG 二种方法。本文介绍 一种简单、灵敏、高分辨和无背景的三级相关 函数方法,用此方法可以同时获得 ps 光脉冲 的形状和宽度的信息。我们用此方法测量了 对撞脉冲锁模 Nd:YAG 激光器输出的光脉 冲的形状和宽度,在相同运转条件下,与用 TPF 法测得的结果完全相符。 月方线型因子,可由和英国家中加度亚的主流。 自方线型因子,可由相关函数的形状而定,对 于高斯线型 月。由二、沿**间**。线型 18—11克,山

我们通常所测量的一个光脉冲的二级自 相关函数 G⁽²⁾,由于在测量过程中失去了其 相位信息,所以测得的相关函数是对称的,因 而也就无法确定其被测光脉冲的形状。这个 被失去的信息可以通过测量其更高级次的相 关函数而恢复,用数学式子可表示为

 $G^{(n)}(\tau_{1}, \tau_{2}, \dots, \tau_{n-1}) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(t) I(t+\tau_{1}) \cdots I(t+\tau_{n-1}) dt_{o}$ (1)
由上式可知,要获得 n 级相关函数,则必须要
有 n-1 延迟时间。这在实验上带来不便。

收稿日期: 1985年10月17日。

很幸运的是可以采用单一延迟时间的办法来 得到高级相关函数的有限信息。例如

$$G^{(n)}(0, \dots, 0, \tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} I^{n-1}(t) I(t+\tau) dt, \qquad (2)$$

对于上式中的 $I^{n-1}(t)$ 信号,由于延迟时间为 零,所以其瞬时光强具有极大值。而其脉宽, 当 $n \ge 3$ 时则小于基波光 I(t) 的宽度^[1]。因 此 $I^{n-1}(t)$ 与 I(t)之间的 相关 可 近似 地把 $I^{n-1}(t)$ 看作是 I(t) 函数的一个取样脉冲。一 种特殊情况是当 $I^{n-1}(t)$ 接近于 δ 函数脉 冲 时,这时测得的相关函数即为基波光的真实 轮廓,即

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

本实验中由于 $I^{(3)}(t)$ 并非 δ 函数,其脉宽 比I(t)小 $\sim \sqrt{2}$ 倍,因此所测量的相关函数 的形状仅能大致地反映I(t)的形状,而其脉 宽则可由相关函数曲线通过下式计算求得^[3]

$$\Delta t_{1/2} = \frac{\Delta \tau}{\beta} = \frac{2\Delta l}{c \cdot \beta}, \qquad (4)$$

式中 4τ 为相关函数曲线半强度处的全宽; β 为线型因子,可由相关函数的形状确定,对 于高斯线型 $\beta=1.2$,洛仑兹线型 $\beta=1.5$; 4l为步进电机移动的距离; c 为光速。

实验装置和实验结果

实验装置如图1所示。锁模激光器是一 台对撞脉冲锁模 Nd:YAG 激光器,用五甲 川一1,2二氯乙烷溶液作可饱和吸收体,其锁 模激光器输出的脉冲系列如图2所示,系列 脉冲的能量~2.6mJ,激光器在最佳参量运 转时用 TPF 的光学多道探测器系统测得的 二级相关函数曲线表示在图3中,按高斯线 型计算所对应的脉宽为 8 ps (由三级相关函 数的结果表明,作高斯线型的近似是合理 的)。由锁模激光器输出光脉冲能量的~10%



图2 锁模激光器输出的脉冲系列



图 3 用 TPF 法测得的二级相关函数曲线

透过 M_6 镜并进入二块 II 类相位匹配的 KDP晶体中,通过角度调谐获得无时间延迟 的三次谐波,用作信号归一化的参考光束。光 脉冲的其余能量经 M_6 镜反射进入另一块 II 类相位匹配的 KDP 中产生二次谐波 λ_2 = 0.53 μ m,由分束镜 M_7 将 1.06 μ m 的基波 光和 0.53 μ m 的谐波光分离,0.53 μ m 的谐 波光经过由步进电机驱动的光学延迟线 OD, 然后在镜片 M_{10} 处 与 1.06 μ m 的基波 光组合共线射入一块 II 类相位匹配的 ADP 晶体中并产生三次谐波光 λ_3 =0.35 μ m。参

. 6 .

考光束和信号光束分别经滤光器 F_1 和 F_2 滤除背景光并由光电倍增管 PMT₁和 PMT₂ 接收,经过电信号的放大。模数转换最后由数 字记录系统记录。逐点改变光学延迟线就可 测得如图 4 中实线所示的三级 相关函数曲 线。

由图 3 和图 4 的曲线可清楚地看出,二



实线为实验曲线,虚线为理论曲线

(上接第4页)

同样由(14)式求得 Doppler 极限近似下的非均匀增宽大信号增益系数为.

$$G_{i}(2\nu) = \frac{G_{i}^{0}(\widetilde{\omega}_{bd})}{(1+\Delta)^{2}} \exp\left[-\left(2\nu - \omega_{bd}\right) + \gamma \frac{k_{ab}}{2\hbar} E_{0}^{2}\right)^{2} \ln 2/\Delta \omega_{d}^{2}\right]$$
(32)

共振时,即 $\nu = \frac{\omega_{ba}}{2} - \gamma \frac{k_{ab}E_0^2}{4\hbar}$ 时,有

$$G_{i}(\widetilde{\omega}_{ba}) = G_{i}^{0}(\widetilde{\omega}_{ba})/(1+\Delta)^{\frac{1}{2}} \quad (33)$$

 级相关函数曲线基本上是对称的,不能反映 光脉冲的形状,而三级相关函数则呈现出轻 微的不对称性,也即光脉冲的形状是不对称 的,具有较陡的上升前沿和较慢的下降后沿, 这与被动锁模激光器输出光脉冲形状的理论 计算曲线是相符的^[83]。我们将实验结果与击 高斯线型的理论计算公式^[43].

$$I(t) = \frac{I_0}{\sqrt{\pi}} \frac{2(\ln 2)^{1/2}}{\Delta t_{1/2}} \\ \times \exp\left(-4\ln 2\frac{t^2}{\Delta t_{1/2}^2}\right)$$
(5)

计算的结果进行了比较。由图可见,除了实验曲线的尾部之外,光脉冲的形状是接近高斯线型的。由图4的实验曲线和公式(4)计算的脉宽为7±1ps,与TPF方法测量的8ps是一致的。

 D. H. Auston; Appl. Phys. Lett., 1971, 18, 249.
 R. C. Eckardt; C. H. Lee; Appl. Phys. Lett., 1969, 15, 425.

- [3] 朱振和; «物理学报», 1985, 34, 611.
- [4] A. W. Smith, A. J. Landon; Appl. Phys. Lett., 1970, 17, 340.

可见,无论是均匀增宽或非均匀增宽,共振时,大信号增益系数都是其相应小信号增益系数都是其相应小信号增益系数的(1+4)^{-1/2}。

参考文献

- [1] 汪志诚; 《光学学报》, 1983, 3, No. 1, 36.
- [2] 李长江; 《中国激光》, 1983, 10, No. 10, 692.
- [3] M. Narducci; Phys. Rev. A, 1977, 16, No. 4, 1665.
- [4] 周炳琨; "激光原理", 国防工业出版社, 1984. 11, p. 128.

明九电流光谱可存为按测学高手体最高更敏 而方便的方法。 一,实验装置 实际装置嗅图1.选支00 激光束(微

• 7 •