

光场二阶相干函数的实验研究*

窦 恺 靳春明 赵家龙 黄世华 虞家琪 徐叙瑛

(中国科学院长春物理所激发态物理开放实验室, 长春 130021)

摘 要 从理论和实验上给出了研究光场二阶相干函数的新方法, 并能够应用到皮秒或亚皮秒范围的超快现象测量中。

关键词 场互相关函数, 超快光学信号, 光学取样。

1 引 言

由于超快现象研究的需要促进了超短脉冲激光技术的发展, 实际应用中则要求测定所产生的超短脉冲的强度瞬态特性^[1]。利用条纹相机能够直接进行实时测量, 得到皮秒范围光脉冲或超快现象的时间特性。光学取样方法在相当大程度上是对条纹相机测量的补充和扩展, 已经成功地获得了皮秒和亚皮秒超快速过程的时间特性。

光学取样方法通常需要两束超短脉冲, 方法是测量参考光与信号光在非线性晶体中的和频信号强度随相对延迟时间关系^[2, 3]。光学取样又可以由二阶场相关技术实现^[4~10]。其中全光学光栅方法是两束光在非线性介质中相干形成瞬态栅, 第三束光作为探测光揭示所形成的栅的时间特性^[4~7]。而混合瞬态光栅方法则避免使用非线性介质, 但需要阵列光电探测器和傅里叶变换^[8~10]。本文所建立的新的二阶光场相关函数测量方法, 不需使用光学非线性介质或干涉腔, 能够快速完成皮秒或亚皮秒范围的超快光学过程的时间特性测量。本文将给出基本理论描述和实验方法, 并讨论实验结果和分析可能的误差来源。

2 理论考虑

2.1 场自相关函数

激光脉冲可以由经典电场形式表示,

$$E(\mathbf{r}, t) = E(t) \exp [i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})] + c. c. \quad (1)$$

式中 $E(t)$ 包含了电场的位相和振幅涨落。设 $E(t)$ 是位相和振幅随时间缓变函数。 $E(t)$ 的归一化自相关函数为

$$G(\tau) = \int dt E(t) E^*(t - \tau) / \int dt |E(t)|^2 \quad (2)$$

* 国家 863 高技术项目资助课题。

收稿日期: 1995 年 3 月 25 日; 收到修改稿日期: 1995 年 7 月 2 日

其中 τ 为延迟时间。相干时间 τ_c 定义为

$$\tau_c = \int d\tau |G(\tau)| \quad (3)$$

实验中探测入射光场 $E(t)$ 和它的相对延迟场 $E(t - \tau)$ 的干涉项随延迟时间 τ 的关系, 即可获得自相关函数。初始入射光场由分束器分成两束, 改变其中一条光路的几何行程调节这两部分光场的相对延迟时间, 然后合并这两束光成为一束光入射到光电探测器上。探测信号代表了这两部分光场的干涉项

$$\int dt E(t) E^*(t - \tau) \exp [i\varphi(\tau)] \quad (4)$$

式中 $\varphi(\tau)$ 为改变延迟时间产生的附加位相。因此测到的曲线应是缓变的场自相关函数包络线

$$\int dt E(t) E^*(t - \tau)$$

被快速变化的位相因子 $\exp [i\varphi(\tau)]$ 所调制。下面将会看到, 本文所建立的双道场相关测量将排除位相因子而直接测得自相关函数。

2.2 场交叉相关函数

按线性响应理论, 受到入射光场 $E(t)$ 的激发, 样品发射信号场 $E_s(t)$,

$$E_s(\tau) = \int dt E(t - \tau) L(t), \quad (5)$$

式中 $L(\tau)$ 是样品对入射光场的时间响应函数。简单情况下, 取参考光场量入射场的延迟场, 则

$$E_R(t) = E(t - \tau).$$

在此条件下, 信号光与参考光的相干特性由他们的场交叉相关函数 $g(\tau)$ 表示,

$$g(\tau) = \frac{\int dt E_s(t) E_R^*(t - \tau)}{[\int dt |E_s(t)|^2 \int dt |E_R(t)|^2]^{1/2}}. \quad (6)$$

场交叉相关函数可以由自相关函数 $G(\tau)$ 和响应函数 $L(t)$ 表示,

$$g(\tau) = \int dt G(t - \tau) L(t). \quad (7)$$

当光场的相干时间 τ_c 远小于响应函数 $L(t)$ 的时间常数时, 样品对光场的时间响应函数代表了场交叉相关函数。

2.3 双道场相关测量

双道场相关测量的设计思想是利用双道探测器来排除光学延迟线所产生的随机位相涨落以及激光强度起伏对场相关函数测量的影响。双道相关测量的原理框图如图 1 所示, 其中 A 和 B 代表了全同光电探测器, BS 为分束器, P 和 $\lambda/4$ 分别代表偏振器和 $\lambda/4$ 波片。参考光 R 和信号光 S 的电场方向相互正交。图 1(b) 给出了参考光场和信号光场与偏振器以及 $\lambda/4$ 波片光轴方向的角度关系。这种光路安排能够同时获得两路信号光场与参考光场的干涉强度分布。下面将分析这两路探测器上的信号强度与位相关系。

对于探测器 A, 参考光的透过部分 $t_1 R$ 和信号光的反射部分 $r_1 S$ 通过偏振器发生相干耦合, 探测强度为

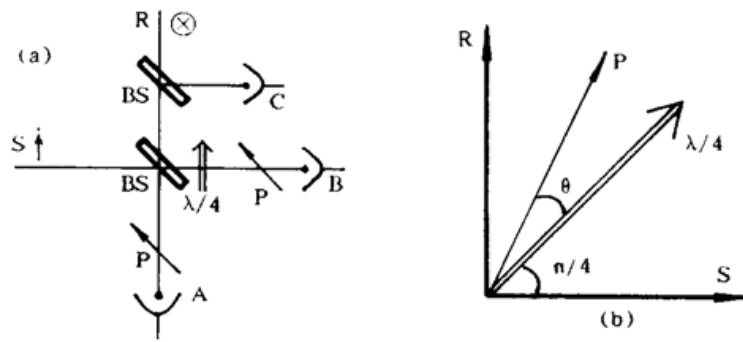


Fig. 1 Schematic diagram for the field-cross correlation. S, R: signal and reference light; BS: beam splitter; P: polarizer; $\lambda/4$: quarter-wave plate

$$A = |A(\tau)|^2 = \int dt' |t_1 R(t') + r_1 S(t')|^2. \quad (8)$$

式中 t_1 和 r_1 是分束器对光场的透过率和反射率。

对于探测器 B, 信号光场的透过部分 $t_2 S$ 与参考光场的反射部分 $r_2 R$ 相互正交, 通过 $\lambda/4$ 波片后耦合到偏振器上。波片光轴与参考光场或信号光场方向成 45° 。波片与偏振器的光轴夹角为 θ , 其可调谐范围为 $0 \sim \pi/2$ 。相互正交的光场通过 $\lambda/4$ 波片后将会产生位相因子 $\exp[i\pi/2]$ 。所以探测器 B 所测出的光强为

$$B = |B(\tau)|^2 = \int dt' |[r_2 R(t') - t_2 S(t')] \sin \theta + i[r_2 R(t') + t_2 S(t')] \cos \theta|^2. \quad (9)$$

考虑分束器两个表面的附加位相 φ_1 和 φ_2 , 以及光学延迟线移动过程中产生的随机位相变化, 在探测器 B 前置 $\lambda/4$ 波片在 45° 方位, 调节偏振器与波片光轴夹角 θ , 并使 $\theta = \varphi_2 - \varphi_1 - \pi/2$, 这时可以有效地去掉随机位相和附加位相的影响, 得到如下的表示式:

$$g(\tau) = \left[\frac{(A - A_0 - A_1)^2}{4A_0A_1} + \frac{(B - B_0 - B_1)^2}{4B_0B_1} \right]^{1/2}, \quad (10)$$

因此场相关函数 $g(\tau)$ 可以由实验上可测量的值 A, A_0, A_1, B, B_0 和 B_1 表示, 与各种位相无关, 从而排除了位相对场相关函数的影响。

实验中激光强度起伏将会严重影响测量结果, 所以第三个光电探测器用于监测激光强度的稳定性, 探测光强记为 C 。利用 C 去掉激光强度起伏对相关测量的影响, 那么相关函数

$$g(\tau) = \left[\frac{(a - a_0 - a_1)^2}{4a_0a_1} + \frac{(b - b_0 - b_1)^2}{4b_0b_1} \right]^{1/2}. \quad (11)$$

式中 $a = A/C, b = B/C, a_1 = A_1/C, b_1 = B_1/C, a_0 = A_0/C, b_0 = B_0/C$ 。

3 结果和讨论

3.1 实 验

场相关测量的实验装置如图 1(a) 所示。激发光源为锁模 YAG 激光器 (Coherent Antares 76-YAG) 的二次谐波同步泵浦的染料激光器, 输出激光脉冲宽度小于 10 ps, 重复频率 76 MHz。信号由光电探测器 (UDT455) 接收, 其响应时间为 5 μ s。然后输入三道 Boxcar 取样积分器 (SRS 250), 取样门宽为 15 μ s, 工作方式为单次取样。精密步进马达控制光学延迟线移动, 每步对应于 6.67 fs。

3.2 场相关测量结果

测量前需要首先确定(10)式中的背底项 a_0 、 b_0 、 a_1 和 b_1 。方法是挡住信号光，经多次平均分别由探测器 A 和 B 测出 a_0 和 b_0 。同样，挡住参考光则可获得 a_1 和 b_1 。其次，观测不同探测器间的相关性，即测量两道探测器的信号的比值关系，如果比值与相对延迟时间的关系呈现平滑直线则具有良好的相关性。

单道和单次测量条件下所获得的实验结果如图 2(a)和图 3(a)所示。二者区别仅在于延迟时间范围不同，图 2(a)是利用电压扫描控制压电晶体一端上反射镜的移动而得到几个波长变化。图 3(a)展示了较大延迟范围(26.7 ps)测出的场自相关函数，并受到位相变化的调制相关曲线。图 2(b)表明双道相关测量可以削减位相起伏引起的信号起伏。同样，双道相关测量能有效地排除随机位相起伏产生的迭加在相关函数曲线上的噪音峰，其结果如图 3(b)所示。

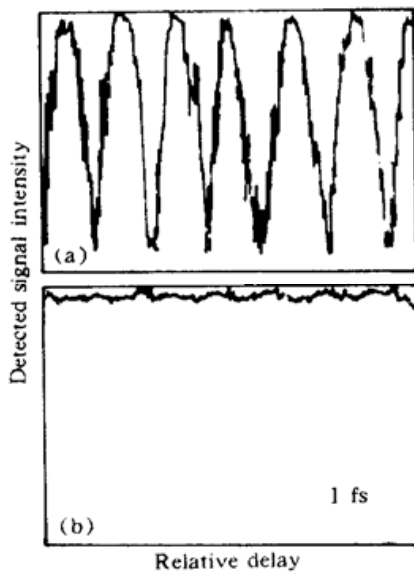


Fig. 2 Experimental results of phase dependence of signal intensity for (a) single-and (b) dual-channel setup

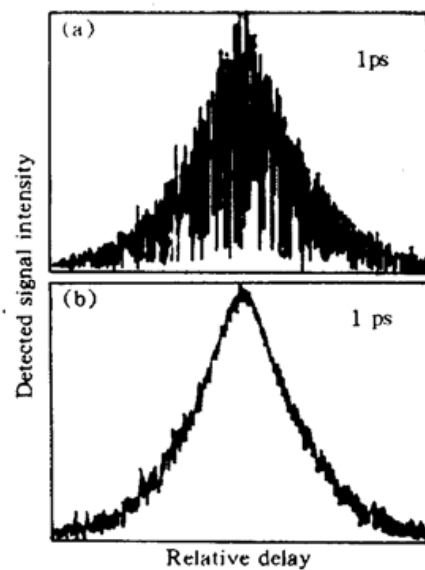


Fig. 3 Field correlation profiles for single scanning measurement with single channel (a) and (b) dual channel

代替单次测量而仅做 6 次平均测量，获得了如图 4(a)所示的平滑的场自相关函数曲线，其中虚线是利用皮秒锁模激光光场的双曲函数模型^[14, 15]对实验结果的拟合曲线。从理论拟合曲线得到光场的相干时间为 6.7 ± 0.5 ps，该值非常接近利用傅里叶变换技术测出的激光脉冲宽度 7 ps。这些结果证明了本文所建立的双道场相关测量方法是有效的。

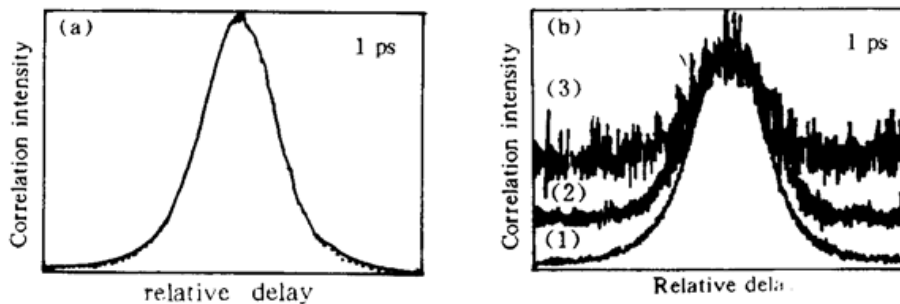


Fig. 4 Averaged correlation profiles in various values of optical density D . (a) $D = 0$ with 6 averages, (b) 20 averages for (1) $D = 2$, (2) $D = 4$, and (3) $D = 5$

通过改变信号光路中的中性减光板的减光强度 D ，以便研究双道场相关测量方法的动力学范围。不同减光强度的场交叉相关测量结果如图 4(b)所示。尽管 $D = 5$ 条件下的光信号已

经非常弱,但经过 20 次平均后仍能测到较好的场相关曲线。值得注意的是相关曲线的背底随减光强度 D 增在而增加。下面将讨论其它影响场相关测量的可能因素。

3.3 讨 论

当信号强度起伏和随机位相涨落对相关测量的影响已在上述讨论中可以得到完全消除,所以得到了光滑的场相关函数曲线。然而,弱信号条件下信号光与参考光的产生的干涉项难以从噪音中分离出来。

设测量值 a 和 b 与期望值 $\langle a \rangle$ 和 $\langle b \rangle$ 存在一定偏差,并且能够表示成随机过程 X 和 Y ,

$$X = (a - \langle a \rangle)/a_0, \quad Y = (b - \langle b \rangle)/b_0 \quad (12)$$

这种情况下(11)式不能严格表示 $g(\tau)$ 而设为 $I(\tau)$, 则有

$$I(\tau) = [g^2(\tau) + g(\tau) f(X, Y) + Q(X^2, Y^2)]^{1/2}, \quad (13)$$

当 $X = Y = 0$ 时, $f(X, Y) = Q(X^2, Y^2) = 0$, 此时有 $I(\tau) = g(\tau)$ 。

为了计算方便,令 $S = I^2(\tau)$, 并定义 $\sigma_s^2 = \langle S^2 \rangle - \langle S \rangle^2$ 。从而得到下式

$$\sigma_s^2 = K_1 \langle S \rangle + K_0. \quad (13)$$

这里 K_1 和 K_0 为常数。(13)式表明均方差 σ_s^2 作为平均值 $\langle S \rangle$ 的函数应该是具有斜率为 K_1 的直线。 $\sigma_s^2 \sim \langle S \rangle$ 的实验曲线,可以看出理论计算与实验结果相吻合,并得到 $K_1 = 0.3$ 和 $K_0 = 0.005$ 。当 $D = 5$ 时计算 $\sigma_s \sim 10^{-4}$, 这非常接近测试系统的电子学噪音 2×10^{-4} 。所以,影响测量的因素主要是光强起伏、随机位相涨落和电子学噪音。

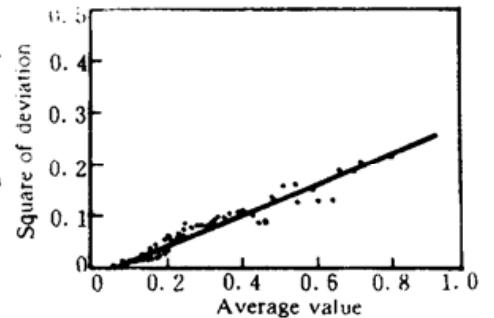


Fig. 5 Experimental and theoretical dependence of square deviation on relative delay with $K_1 = 0.3$

结 论 本文建立的方法可以有效确定光场二阶相关函数,并能够用于超快过程测量。较宽的动力学范围使之有希望用于光信息存贮的图象分析中。

参 考 文 献

- [1] E. Ippen, C. Shank, Techniques for measurement. in *Ultrashort light Pulses; Picosecond Techniques and Applications*, S. Shapiro ed., Springer-Verlag, Berlin, 1977: 93~122
- [2] A. Rebane, J. Aviskoo, J. Kuhl, Storage and time reversal of femtosecond light signals via persistent spectral hole burning holography. *Appl. Phys. Lett.*, 1989, **54**(1): 93~95
- [3] N. Morita, K. Torizuka, T. Yajima, Coherent propagation effect of incoherent light. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1986, **3**(4): 548~551
- [4] H. Eichler, U. Klein, D. Langhans, Coherence time measurement of picosecond pulses by light induced grating method. *Appl. Phys. Lett.*, 1980, **21**(4): 215~219
- [5] R. Trebino, E. Gustafson, A. Siegman, Fourth-order partial coherence effects in the formation of integrated intensity grating with pulse light sources. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1986, **3**(10): 1295~1304
- [6] W. Nighan, T. Gong, L. Liou, et al., Self-diffraction: a new method for characterization of ultrashort laser pulses. *Opt. Commun.*, 1989, **69**(4): 339~344
- [7] V. Dominic, X. Yao, R. Pierre, et al., Measuring the coherence length of mode-locked laser pulses in real time. *Appl. Phys.*, 1990, **58**(6): 521~523
- [8] A. Debarre, J. Keller, J. Le Guoet, et al., An amplitude correlator for broadband laser source characterization. *Opt. Commun.*, 1989, **73**(4): 309~313
- [9] A. Debarre, J. Keller, J. Le Guoet et al., Field-cross correlation retrieval of optically stored data. *J. Opt. Soc.*

- Am. (B)*, 1991, **8**(2) : 153~159
- [10] M. Bouchene, A. Debarre, J. Keller *et al.*, Observation of 0π -pulse formation with incoherent light. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1991, **9**(2) : 281~289
- [11] M. Maziere, A. Bouwen, D. Schoemaker, First-order autocorrelation and domain-model mode structure of a synchronously pumped mode-locked dye laser. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1989, **6**(12) : 2370
- [12] Z. Ou, E. Gage, B. Magill *et al.*, Fourth-order interference technique for determining the coherence time of a light beam. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1989, **6**(1) : 100~103
- [13] J. Maillard, D. Simons, The first results of an imaging FTS with a NICMOS camera. *Proc of ESA Workshop on Solar Physics and Astrophysics at Interferometric Resolution*, Paris, 17~19 Feb. 1992, 205
- [14] H. Haus, Theory of mode-locking with a slow saturable absorber. *IEEE J. of Quant. Electron.*, 1975, **QE-11** (9) : 736~746
- [15] H. Haus, C. Shank, E. Ippen, Shape of passively mode-locked laser pulses. *Opt. Commun.*, 1975, **15**(1) : 29~31

Experimental Study of the Second-Order Correlation Function of Light Field

Dou Kai Jin Chunming Zhao Jialong Huang Shihua
Yu Jiaqi Xu Xurong

(Laboratory of Excited State Processes, Chinese Academy of Sciences, Changchun 130021)

(Received 25 March 1995; revised 2 July 1995)

Abstract A new method for determining the field-cross correlation has been proposed and demonstrated theoretically and experimentally. It can be used to the measurement of pico- and subpico-second ultrafast optical processes.

Key words field correlation, ultrafast optical signal, optical sampling.