

相位共轭皮秒光脉冲的直接观察和记录*

余卫龙 李庆行 余振新 高兆兰

中山大学激光与光谱学研究所, 广州 510275

莫 党 朱 德 瑞

中山大学物理系, 广州 510275

1992年1月24日收到; 1992年4月13日收到修改稿

利用条纹照相机直接观察和记录了由全息相位共轭技术产生的相位共轭的皮秒光脉冲。
实验结果与理论相符合。

PACC: 4265F; 4265G

一、引 言

光学相位共轭技术由于可用于修正光波在传播过程由媒质的不均匀性引起的波前畸变,又可用于超短光脉冲啁啾的自动补偿,因此它备受人们的重视。已有一些作者对光脉冲的时间反演及啁啾补偿进行了理论研究^[1-3],但是,就我们所知,到目前为止,光脉冲的相位共轭或时间反演还没有直接的实验记录。Joubert 等人利用光折变全息相位共轭技术对相位共轭皮秒光脉冲进行了研究^[4]。但由于他们所用的测量方法是相关方法,故观察与记录仍是非直接的。相关测量方法不能直接记录光脉冲的波形,更不能对探测脉冲和信号脉冲进行同时记录,而且,在用理论结果去拟合实验数据时,相关方法要求对脉冲的波形、相位等进行假定,因此它包含较多的人为因素。我们用同步扫描条纹照相机对皮秒光脉冲全息相位共轭的探测脉冲和信号脉冲同时进行直接观察和记录。本文理论计算的结果与实验结果较好地符合。本文计算中只包含脉冲相位一个任意参数。

另外,按照文献[4],当全息记录介质足够长,能够覆盖整个探测脉冲并且记录脉冲和读出脉冲为等宽高斯脉冲时,由全息相位共轭产生的信号脉冲的脉宽要展宽到原脉冲的 $\sqrt{3}$ 倍。本文数值计算表明,如果选用足够短的记录介质并选择好探测光脉冲与参考脉冲之间的时间延迟,则可产生脉宽增大倍数小于 $\sqrt{3}$,甚至脉宽不增大的信号脉冲。我们做出了实验例证。

二、理 论

设有一初始光脉冲,其频谱为 $a(\nu - \nu_0)$, 式中 ν_0 为中心频率。假定 $a(\nu - \nu_0)$ 为

* 国家自然科学基金资助的课题。

实函数, 则这个脉冲在时域上应描述为

$$\begin{aligned} E(t) &= \frac{1}{2} \left[\int a(\nu - \nu_0) \exp(-i2\pi\nu t) d\nu + \text{c. c.} \right] \\ &= \frac{1}{2} \left[\exp(-i2\pi\nu_0 t) \int a(\mu) \exp(-i2\pi\mu t) d\mu + \text{c. c.} \right] \end{aligned} \quad (1)$$

让这一光脉冲通过一频谱相位畸变介质 (spectral phase distorting medium)^[4], 其频谱变为 $a(\nu - \nu_0)\phi(\nu)$, $\phi(\nu)$ 一般为复函数。在时域上, 这脉冲变为

$$E_2(t) = \frac{1}{2} [\exp(-i2\pi\nu_0 t) A_2(t) + \exp(i2\pi\nu_0 t) A_2^*(t)], \quad (2)$$

式中

$$A_2(t) = \int a(\mu) \phi(\mu + \nu_0) \exp(-i2\pi\mu t) d\mu. \quad (3)$$

让这探测脉冲入射到一个频谱相位共轭镜 (spectral phase conjugation mirror)^[4] 上, 得到相位共轭信号脉冲

$$F_1(\nu) = a(\nu - \nu_0) \phi^*(\nu). \quad (4)$$

在时域上, 信号脉冲应描述为

$$\begin{aligned} E_4(t') &= \frac{1}{2} \left[\int a(\nu - \nu_0) \phi^*(\nu) \exp(-i2\pi\nu t') d\nu + \text{c. c.} \right] \\ &= \frac{1}{2} [\exp(-i2\pi\nu_0 t') A_2^*(-t') + \exp(i2\pi\nu_0 t') A_2(-t')], \end{aligned} \quad (5)$$

式中 $t' = t + t_0$, t_0 为信号脉冲相对于探测脉冲的时间延迟。若 $t_0 = 0$, 比较(2), (5)两式有 $E_4(t) = E_2(-t)$, 即得到严格的时间反演光脉冲。若 $t_0 \neq 0$, 则

$$E_4(t') \neq E_2(-t),$$

由(5)式描述的光脉冲不是(2)式描述的光脉冲时间反演, 但脉冲(5)式的光强波形 $I_4(t')$ 是脉冲(2)式光强波形 $I_2(t)$ 的反转。如果信号脉冲相对于探测脉冲的时间延迟足够小, 由于光速很大, 当脉冲(5)式再次通过频谱相位畸变介质时, 一般能补偿已产生的相位畸变。下面的分析表明, 用光折变全息相位共轭技术, 能产生一个相位共轭的信号脉冲, 但在一定条件下信号脉冲脉宽会展宽。分析分三步进行: 1. 全息记录; 2. 全息读出, 信号脉冲的产生; 3. 探测光脉冲的制备。为叙述方便, 下面的光脉冲用复数振幅表示。

1. 全息记录

设参考光 (I_3) 脉冲的频谱为

$$F_3(\nu) = a(\nu - \nu_0), \quad (6)$$

它为实函数, 探测光 (I_2) 脉冲的频谱为

$$F_2(\nu) = a(\nu - \nu_0) \phi(\nu), \quad (7)$$

$\phi(\nu)$ 为复函数, 探测光脉冲在时域上应为

$$E_2(t) = \int a(\nu - \nu_0) \phi(\nu) \exp(-i2\pi\nu t) d\nu$$

$$= \exp(-i2\pi\nu_0 t) \int a(\mu) \phi(\mu + \nu_0) \exp(-i2\pi\mu t) d\mu. \quad (8)$$

考察参考光脉冲和探测光脉冲在介质中相干记录全息的过程。为此, 首先考虑两个频率为 ν 的单色平面波相干记录全息的情况。设介质的吸收可忽略, 则由光折变效应引起的折射率变化量为^[1,6]

$$\Delta n(\mathbf{r}) \propto e^{i\varphi} F_2^*(\nu') F_3(\nu') / [|F_2(\nu')|^2 + |F_3(\nu')|^2] \\ \cdot \exp[i2\pi\nu'(\mathbf{a}_3 - \mathbf{a}_2) \cdot \mathbf{r}/v] + \text{c.c.}, \quad (9)$$

φ 为光折变相移, $F_2(\nu')$ 和 $F_3(\nu')$ 分别为探测光波和参考光波的振幅, $\mathbf{a}_2$ 和 $\mathbf{a}_3$ 分别为两光波的单位波矢, v 为介质中的光速。记全息项为

$$H(\mathbf{r}) = F_2^*(\nu') F_3(\nu') \exp[i2\pi\nu'(\mathbf{a}_3 - \mathbf{a}_2) \cdot \mathbf{r}/v]. \quad (10)$$

当两记录光为脉冲时, 全息项应为

$$H(\mathbf{r}) = \int F_2^*(\nu_1) F_3(\nu_1) \exp[i2\pi\nu_1(\mathbf{a}_3 - \mathbf{a}_2) \cdot \mathbf{r}/v] d\nu_1 \\ = \int a^2(\nu_1 - \nu_0) \phi^*(\nu_1) \exp[i2\pi\nu_1(\mathbf{a}_3 - \mathbf{a}_2) \cdot \mathbf{r}/v] d\nu_1. \quad (11)$$

注意在写出(9)式时, 是假定探测光束 I_2 与参考光束 I_3 之间的耦合比较弱, 由两波耦合引起的从 I_2 到 I_3 的能量转移可以忽略。如果这种能量转移不能忽略, 情况会变得比较复杂, 因为这时参考光束的频谱会随其在耦合介质中的传播而变化, 即与 $\mathbf{r}$ 有关。

2. 全息读出, 信号光脉冲的产生

设读出光 (I_1) 脉冲的频谱为

$$F_1(\nu) = a(\nu - \nu_0), \quad (12)$$

脉冲沿 $\mathbf{a}_1$ ($\mathbf{a}_1 = -\mathbf{a}_3$) 方向传播, 它比两个记录光脉冲迟到, $t_0 > 0$, 在时域上, 读出光为

$$E_1(t') = \int F_1(\nu) \exp(-i2\pi\nu t') d\nu. \quad (13)$$

在时空上, 此光脉冲应描述为

$$E_1(t', \mathbf{r}) = \int F_1(\nu) \exp[i2\pi\nu(\mathbf{a}_1 \cdot \mathbf{r}/v - t')] d\nu. \quad (14)$$

设信号光脉冲在时空上可描述为

$$E_s(t', \mathbf{r}) = \int F_s(\nu) \exp[i2\pi\nu(\mathbf{a}_s \cdot \mathbf{r}/v - t')] d\nu, \quad (15)$$

$E_1(t', \mathbf{r}) + E_s(t', \mathbf{r})$ 应满足波动方程。设光折变光栅在读出过程不随时间而变化, 即 $\Delta n(\mathbf{r})$ 不随时间而变化。由波动方程, 对每一个频率 ν' 都有

$$\nabla^2 [F_1(\nu') \exp(i2\pi\nu' \mathbf{a}_1 \cdot \mathbf{r}/v) + F_s(\nu') \exp(i2\pi\nu' \mathbf{a}_s \cdot \mathbf{r}/v)] \\ + K^2 [F_1(\nu') \exp(i2\pi\nu' \mathbf{a}_1 \cdot \mathbf{r}/v) + F_s(\nu') \exp(i2\pi\nu' \mathbf{a}_s \cdot \mathbf{r}/v)] = 0. \quad (16)$$

在无吸收近似下, $K^2 = K_{\nu_0}^2(n + \Delta n)^2$, K_{ν_0} 为真空中频率为 ν' 的光波波矢长。 n 为介质未发生光折变时的折射率。在一维近似, 慢变振幅近似和小信号近似下, 再加上 $n \gg \Delta n$, 不难导出

$$F_s(\nu') = iK_{\nu_0} F_1(\nu') \int \Delta n \exp[i2\pi\nu'(\mathbf{a}_1 - \mathbf{a}_s) \cdot \mathbf{r}/v] d\mathbf{r}$$

$$\propto F_1(\nu') \int H(\mathbf{r}) \exp[i2\pi\nu'(\mathbf{a}_1 - \mathbf{a}_i) \cdot \mathbf{r}/\nu] d\mathbf{r}. \quad (17)''$$

因为对每一个频率 ν' 都有(17)式, 所以信号脉冲的频谱应为

$$F_s(\nu) \propto F_1(\nu) \int H(\mathbf{r}) \exp[i2\pi\nu(\mathbf{a}_1 - \mathbf{a}_i) \cdot \mathbf{r}/\nu] d\mathbf{r}. \quad (18)$$

信号脉冲在时域上应描述为

$$\begin{aligned} E_s(t') &= \int F_s(\nu) \exp(-i2\pi\nu t') d\nu \\ &\propto \int E_1[t' - \mathbf{a}_1 \cdot \mathbf{r}/\nu + \mathbf{a}_i \cdot \mathbf{r}/\nu] H(\mathbf{r}) d\mathbf{r}. \end{aligned} \quad (19)$$

(19)式与文献[4]的一致, 不过文献[4]是作为假设提出而这里是在一定近似条件下导出的. 上面分析是假定全息介质足够长, 能够覆盖整个探测脉冲. 如果介质不够长, 只能记录探测脉冲的一部分信息, 则(19)式的无限积分应由下面的定积分代替:

$$\begin{aligned} E_s(t') &= \int_{\tau_1}^{\tau_2} E_1[t' - \mathbf{a}_1 \cdot \mathbf{r}/\nu + \mathbf{a}_i \cdot \mathbf{r}/\nu] H(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \\ &= \int_{\tau_1}^{\tau_2} \int E_1[t' - \mathbf{a}_1 \cdot \mathbf{r}/\nu + \mathbf{a}_i \cdot \mathbf{r}/\nu] \\ &\quad \cdot a^2(\nu_1 - \nu_0) \phi^*(\nu_1) \exp[i(2\pi\nu_1/\nu)(\mathbf{a}_3 - \mathbf{a}_2) \cdot \mathbf{r}] d\nu_1 d\mathbf{r}. \end{aligned} \quad (20)$$

当 I_1 和 I_2 (见图 2) 的夹角很小时, 一维近似是合理的. 在反射光栅下, 布喇格衍射条件为 $\mathbf{a}_1 = -\mathbf{a}_2$, 于是有 $-\mathbf{a}_1 \cdot \mathbf{r}/\nu + \mathbf{a}_i \cdot \mathbf{r}/\nu = \mathbf{a}_3 \cdot \mathbf{r}/\nu - \mathbf{a}_2 \cdot \mathbf{r}/\nu \approx -2x/\nu$, $d\mathbf{r} = dx$, 令 $\tau = 2x/\nu$, (20)式化为

$$\begin{aligned} E_s(t') &\propto \int_{\tau_1}^{\tau_2} E_1(t' - \tau) a^2(\nu_1 - \nu_0) \phi^*(\nu_1) \\ &\quad \cdot \exp[-i2\pi\nu_1\tau] d\nu_1 d\tau, \end{aligned} \quad (21)$$

式中 $\tau_2 - \tau_1 = 2nd/c$, d 为介质通光长度, c 为真空中光速. 若介质足够长, 将 $H(\mathbf{r})$ 的表达式代入(18)式并利用一维近似和布喇格条件, 不难得到

$$\begin{aligned} F_s(\nu) &\propto F_1^2(\nu) F_2^*(\nu) \\ &= a^3(\nu - \nu_0) \phi^*(\nu). \end{aligned} \quad (22)$$

可见, 信号脉冲频谱的相位与探测脉冲频谱的相位共轭但振幅发生了变化. 当记录光脉冲和读出光脉冲为等宽高斯型时, 由傅里叶变换的性质易知, 这时信号脉冲的脉宽应增大到探测脉冲脉宽的 $\sqrt{3}$ 倍, 但是, 由(21)式的数值计算表明, 当选用较短的全息记录介质时, 可获得脉宽增大倍数小于 $\sqrt{3}$ 的脉宽不增大的高斯脉冲. 图 1 为有关的计算结果. 可见, 当 $\tau_2 - \tau_1 \leq 0.425\Delta\tau$ 时, 信号脉冲的脉宽

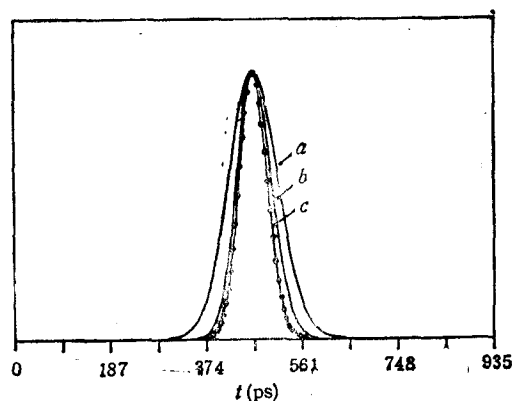


图 1 记录光和读出光是等宽高斯脉冲时, 信号脉冲计算曲线

- a 为 $\tau_1 = -3.4\Delta\tau$, $(\tau_2 - \tau_1)/\Delta\tau = 6.8$;
- b 为 $\tau_1 = 0$, $(\tau_2 - \tau_1)/\Delta\tau = 1.67$;
- c 为 $\tau_1 = 0$, $(\tau_2 - \tau_1)/\Delta\tau = 0.425$

1) 可以证明, $H^*(\mathbf{r})$ 项对信号的贡献可忽略.

应是不增的。这里 $\Delta\tau$ 为探测脉冲的脉宽。当 $\tau_2 - \tau_1 = 1.67\Delta\tau$ 时, 信号脉冲的脉宽 $\Delta\tau'$ 对探测脉冲脉宽的比 $\Delta\tau'/\Delta\tau = 1.21 < \sqrt{3}$ 。

3. 探测脉冲的制备

后面将会看到, 我们所用激光的脉冲是高斯型的。当需要用高斯型探测脉冲时, 直接应用即可。当需要产生一个频谱为 $a(\nu - \nu_0)\phi(\nu)$ 的脉冲作为探测脉冲时, 用一个法布里-珀罗 (F-P) 干涉器作为相移器。设 F-P 干涉器的两个反射镜的振幅反射率分别为 r_1 和 r_2 , 当频谱为 $a(\nu - \nu_0)$ 的光脉冲垂直通过该干涉器后, 其频谱变为

$$a(\nu - \nu_0)\phi(\nu) = a(\nu - \nu_0)t_1 t_2 [1 + r_1 r_2 \exp(i\varphi) + r_1^2 r_2^2 \exp(i2\varphi) + \cdots], \quad (23)$$

式中 $t_1^2 = 1 - r_1^2$, $t_2^2 = 1 - r_2^2$, $\varphi = 2\pi\nu T$, $T = 2e/c$, e 为 F-P 干涉器的厚度, 设激光脉冲为高斯型的, 因而其频谱可写为

$$a(\nu - \nu_0) = \exp[-\pi^2 \Delta t^2 \cdot (\nu - \nu_0)^2]. \quad (24)$$

由(8)式, 探测脉冲为

$$E_2(t) \propto \exp(-i2\pi\nu_0 t') \{ \exp(-t^2/\Delta t^2) + r_1 r_2 \exp(i\varphi_0) \cdot \exp[-(t - T)^2/\Delta t^2] + r_1^2 r_2^2 \exp(i2\varphi_0) \exp[-(t - 2T)^2/\Delta t^2] + \cdots \} \quad (25)$$

其中 $\varphi_0 = 2\pi\nu_0 T$ 。由(21)式不难求得信号脉冲为

$$E_s(t') \propto \exp(-i2\pi\nu_0 t') \int_{\tau_1}^{\tau_2} \exp[-(t' - \tau)/\Delta t^2] \cdot \{ \exp(-\tau^2/2\Delta t^2) + r_1 r_2 \exp(-i\varphi_0) \exp[-(\tau + T)^2/2\Delta t^2] + r_1^2 r_2^2 \exp(-i2\varphi_0) \exp[-(\tau + 2T)^2/2\Delta t^2] + \cdots \} d\tau. \quad (26)$$

三、实验结果及其解释

实验所用的全息记录介质是光折变晶体掺 0.01 wt% CeO_2 的铌酸锶钡钾钠 (KNSBN)。实验装置如图 2 所示, 其中 $BS_i (i = 1, 2, \cdots, 5)$ 为分束器; $M_i (i = 1, 2, 3, \cdots, 6)$ 为反射镜; F 为可变光衰减器, 到达探测器的探测光分光束(下面也称探测光)和信号光的相对强度用它来控制; C 为晶体, 它对 532 nm 的 o 光的折射率为 2.27, 晶体光轴与抽运光成 10° , 用以防止表面反射光参与光相互作用, 晶体的通光长度为 7.13 mm。 I_1 , I_2 和 I_3 分别为读出光束、探测光束和参考光束。三束入射光均为 o 光; I_p 和

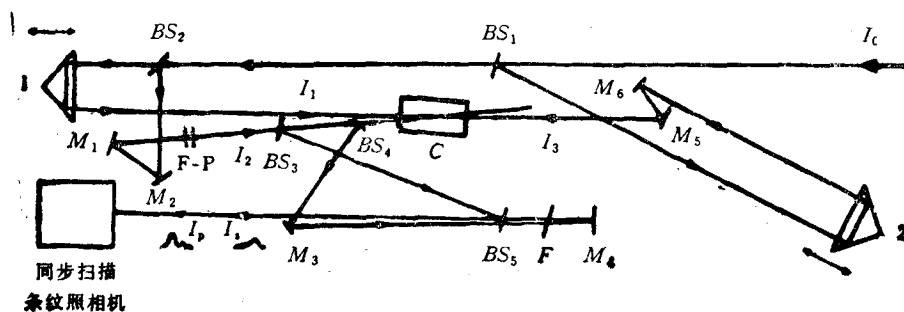


图 2 实验装置

I_1 分别为探测光束和信号光束; 所用激光为连续主动锁模 $\text{Nd}^+:\text{YAG}$ 激光器输出光的信号光, 波长为 532 nm, 脉宽为 50—75 ps, 脉冲重复频率为 82 MHz. 用同步扫描条纹照相机对探测光脉冲和信号光脉冲进行同时观察和记录. 实验时, 入射光束平均功率为 $I_1 = 23\text{mW}$, $I_2 = 10\text{mW}$, $I_3 = 20\text{mW}$, 而信号光束则相对很弱, 因此小信号近似可用. I_1 和 I_2 的夹角为 2° , 因此一维近似也可用. 实验中发现反射光栅起主要作用. 读出光脉冲的时间延迟由时间延迟器 1 控制. 通过调节, 让读出光脉冲在探测光脉冲和参考光脉冲完全通过晶体后才到达晶体. $\tau_0 = 400\text{ps}$.

首先, 不在光路中放入 F-P 干涉器, 调节时间延迟器 2, 记录下探测脉冲和信号脉冲, 结果如图 3 的实线 a , b 所示. 其中 a 为探测脉冲, 实测脉冲半高宽 $\Delta\tau_1 = 65.6\text{ps}$. 曲线 a 上的点是用高斯函数拟合的结果, 可见符合得很好. 本文理论部分的高斯型脉冲的假设可用. 图 3 曲线 b 为信号脉冲. 虚线为由探测脉冲的拟合函数的计算结果. 可见信号脉冲的脉宽比探测脉冲的要宽. 实测信号脉冲的半高宽 $\Delta\tau_2 = 76.3\text{ps}$. 因此, $\Delta\tau_2/\Delta\tau_1 = 1.16 < \sqrt{3}$. 注意我们所用的晶体的通光长度为 7.13 mm, 这对应 $\tau_2 - \tau_1 = 2nd/c = 107.9\text{ps}$. 以这个数及探测脉冲的脉宽 $\Delta\tau_1$ 作为已知参数, 利用 (26) 式并注意 $\Delta t = \Delta\tau_1/\sqrt{2\ln 2}$, 对图 3 的信号脉冲实验曲线 b 进行拟合, 得到 $\tau_1 = 0\text{ps}$, $\tau_2 = 107.9\text{ps}$, 这相当于探测脉冲和参考脉冲在 I_1 和 I_2 入射的晶体表面同时到达. 曲线 b 上的点即为拟合函数计算的结果. 可见, 理论与实验还是符合得比较好的. 注意 $\tau_2 - \tau_1 = 1.64\Delta\tau_1$, 将这里的结果与图 1 曲线 b 的计算结果相比较, 易见两者是符合的. 图 1 的理论结果有了实验例证. 由此推知, 当选用更短的全息记录介质时, 应可获得脉宽不增大的高斯脉冲, 下面的实验与理论相符合, 又进一步支持了本文的推断.

将一个 F-P 干涉器放入光路, 干涉器的两个反射镜的反射率分别为 $R_1 = 0.69$, $R_2 = 0.55$. 易算得 $|r_1 r_2| = 0.616$. 仔细调节两个反射镜之间的距离 e 和参考脉冲的时间延迟, 记录得到图 4(a) 的实验曲线 a , 实验曲线 a

为不光滑的曲线, 其中先到达探测器的是探测脉冲. 对应曲线 a , 测得 $e = 14.1\text{mm}$, 由此算出 $T = 2e/c = 94\text{ps}$. 从实验发现, 在保持其它实验条件不变的情况下, 调节时间延迟器 2, 使得参考脉冲再提前 30—53 ps 到达晶体, 则只能观察到单峰脉冲信号. 再将 F-P 干涉器的两个反射镜换成 $R'_1 = 0.56$, $R'_2 = 0.39$ 的镜子. 这时有 $|r'_1 r'_2| = 0.467$. 同样调节 F-P 干涉器两个反射镜之间的距离 e 和时间延迟器 2, 记录得到图 4(b) 的实验曲线 a . 这时测得 $e' = 14.6\text{mm}$, 它对应 $T' = 97\text{ps}$.

将 $|r_1 r_2|$ 和 T 的值作为已知参数并注意 $r_1 r_2$ 的相因子可并入 φ_0 中, 用 (25) 和 (26) 式对图 4 实验曲线 a 进行拟合, 得到拟合参数 $\Delta t = 56.36\text{ps}$ ($\Delta\tau = 66.35\text{ps}$),

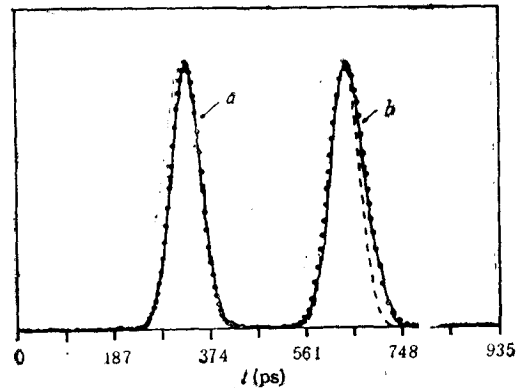


图 3 记录光和读出光为等宽高斯脉冲时, 探测脉冲和信号脉冲实验曲线及其拟合

$\varphi_0 = 2.7897$, $\tau_1 = -125.3\text{ps}$, $\tau_2 = -17.4\text{ps}$. 而以 $|r'_1 r'_2|$ 和 T' 的值作为已知参数由图 4(b) 实验曲线 a 拟合得到 $\Delta t' = 60.38\text{ps}$ ($\Delta\tau = 71.09\text{ps}$), $\varphi'_0 = 2.9611$, $\tau'_1 = -137.2\text{ps}$, $\tau'_2 = -29.3\text{ps}$. 拟合曲线是图 4 上的光滑曲线 b . 可见, 理论与实验是符合的. 拟合得到的 τ_1 , τ_2 和 τ'_1 , τ'_2 皆为负值, 其物理意义是: 在探测光主脉冲的前沿的一小部分已经透过晶体时, 参考光脉冲的前沿才到达晶体表面. 图 4(a) 上的曲线 c 是在保持其它拟合参数不变的条件下, 将整个积分区间从 $[-125.3\text{ps}, -17.4\text{ps}]$ 平移到 $[-107.9\text{ps}, 0\text{ps}]$ 后用(26)式计算的结果. 现在看到的是单峰脉冲信号. 只要注意这样的积分区间平移在物理上意味着让参考脉冲比以前提早 34.8ps 到达晶体, 就会看到这里的计算结果与前文提到的实验结果是一致的.

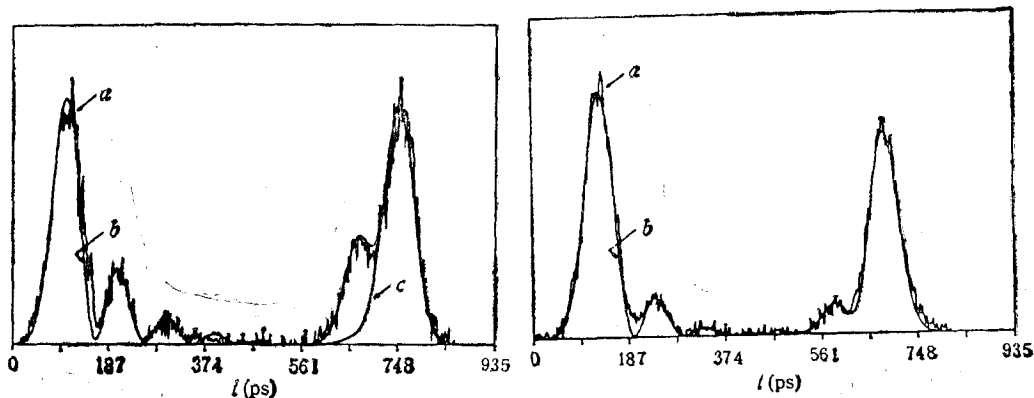


图 4 通过 F-P 干涉器后的探测脉冲和信号脉冲实验曲线及其拟合

四、讨 论

在记录光脉冲和读出光脉冲均为高斯脉冲的条件下, 我们对读出脉冲作时间延迟, 发现当时时间延迟值 t_0 分别为 -250 和 400ps 时, 信号的平均强度几乎不变. 这说明在图 2 的晶体光轴取向向下, 反射光折变光栅的寿命要远大于两个激光脉冲之间的时间间隔 (12ns). 这与文献[7]中在同一个晶体中观察到的透射光栅的寿命是一样的. 注意这里的反射光栅与文献[7]提到的反射光栅不一样. 那里入射光皆为 e 光, 且 $(\alpha + \beta)/2 \sim 90^\circ$ [α 和 β 分别为抽运光和探测光与晶体主光轴正向的夹角], $\cos[(\alpha + \beta)/2] \sim 0$, 有效电光系数 $r_{\text{eff}} \propto \cos[(\alpha + \beta)/2] \sim 0$ [8]. 通常意义下的反射光折变光栅的作用可忽略. 而这里, 入射光皆为 o 光, 且 $(\alpha + \beta)/2 \sim 10^\circ$, $r_{\text{eff}} = r_{13} \cos[(\alpha + \beta)/2] \sim r_{13}$. 通常意义下的光折变效应不可忽略. 结合上述实验结果, 可以认为, 这里的反射光栅与文献[7]观察到的透射光栅一样, 主要起源于通常意义下的光折变效应.

我们所用的同步扫描条纹照相机可做时间积分记录. 对每幅实验记录图, 所用的积分时间约为 30s , 即图 3 和图 4 的信号脉冲是全息光栅多次记录和读出的结果. 折射率

1) I_1 和 I_2 在空气中的夹角为 2° , 原文遗漏.

光栅的寿命远大于脉冲列的周期,这就为全息光栅的多次重复记录和读出创造了条件.虽然晶体的光折变效应没有 ps 的时间响应,但由于探测脉冲和参考脉冲是重复出现的,故可通过多次重复记录将 ps 光脉冲的信息写入全息光栅.在理论部分,我们假定 Δn 在读出时不随时间而变化,即在读出时,ps 信号脉冲的产生并不要求晶体的光折变效应有 ps 数量级的响应.

因为我们所用的晶体不够长,图 4 的实验结果实际上记录了整个探测光脉冲以及相位共轭脉冲的部分信息.但由理论与实验相符合这一事实,可以预料,当选用足够长的晶体时,应可观察到整个相位共轭光脉冲.注意图 4 上每对主脉冲几乎镜像对称,这具有明显的相位共轭或波形反转的特征.这种特征用相关测量方法是无法记录到的.

- [1] J. H. Marburger, *Appl. Phys. Lett.*, **32** (1978), 372 .
- [2] A. Yariv *et al.*, *Opt. Lett.*, **4**(1979), 52.
- [3] D. A. B. Miller, *Opt. Lett.*, **5**(1980), 300.
- [4] C. Joubert *et al.*, *Appl. Opt.*, **28**(1989), 4604.
- [5] M. Cronin-Golomb *et al.*, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-20**(1984), **12**.
- [6] 凌振芳等,物理,19(1990),1.
- [7] 余卫龙等,高速摄影与光子学,20(1991),26.
- [8] 余卫龙等,光学学报,10(1991),492.

DIRECT OBSERVATION AND RECORD OF THE PHASE CONJUGATION OF PICOSECOND OPTICAL PULSES

SHE WEI-LONG LI QING-XING YU ZHEN-XIN GAO ZHAO-LAN

Institute for Laser and Spectroscopy, Zhongshan University, Guangzhou 510275

MO DANG ZHU DE-RUI

Department of Physics, Zhongshan University, Guangzhou 510275

(Received 24 January 1992; revised manuscript received 13 April 1992)

ABSTRACT

The phase conjugation of picosecond optical pulses is observed and recorded directly by using a streak camera. The signals are achieved by holographic phase conjugate technique. A theory is presented which fits the experimental data well.

PACC: 4265F; 4265G