

# 时间延迟激光感生双光栅的理论及实验研究\*

姜 谦 米 辛 俞祖和 张治国 傅盘铭  
(中国科学院物理研究所, 北京 100080)

## 提 要

从理论上分析了激光相位及振幅的随机涨落对由热效应引起的时间延迟激光感生双光栅(TDLIDG)的影响. 结果表明, 四波混频信号调制的振幅随两束泵光相对延迟的增加而衰变. 实验结果与理论预测基本一致. 我们还证实用 TDLIDG 测量两束光的波长差可以达到与激光线宽同一量级的精度.

关键词 激光感生光栅, 时间延迟, 四波混频.

## 1 引 言

激光感生光栅曾被广泛地应用于物质弛豫及扩散效应的研究<sup>[1-3]</sup>. 其次, 由于产生的四波混频(FWM)信号具有相位共轭特性, 因此它亦被用来消除光在前进中的相位畸变<sup>[4]</sup>. 最近, 我们曾采用时间延迟激光感生双光栅(TDLIDG)方法在相当大的波长差范围内得到两个独立光源之间的拍频<sup>[5]</sup>. 实验结果表明, 激光线宽对是否能实现拍频并没有直接关系. 例如我们曾在谱宽为 0.03 nm(相干时间为 12 ps)时观测到清晰的拍频信号. 本文主要分析激光相位及振幅的随机涨落对由热效应引起的时间延迟激光感生双光栅的影响, 并进行相应的实验研究.

## 2 理 论

考虑激光感生热栅实验. 如果两束泵光(光束 1 及 2)分别包括两个频率分量  $\omega_1$  及  $\omega_2$ , 则  $\omega_1$  及  $\omega_2$  将各自在介质中感生出热栅  $TG_1$  及  $TG_2$ , 如图 1 所示, 由于  $\omega_1 \neq \omega_2$ ,  $TG_1$  和  $TG_2$  干涉条纹的相对位置将由同相至异相再至同相. 设  $L$  为  $TG_1$  及  $TG_2$  两热栅的干涉条纹数目相差 1 的距离. 我们用光斑直径远小于  $L$  的探测光去探测此热栅. 如果  $TG_1$  与  $TG_2$  的干涉条纹为同相, 则相长干涉将使四波混频信号增强. 反之, 如果干涉条纹为异相, 则混频信号将减弱. 实验中, 我们测量混频信号随 1、2 两束泵光相对延迟  $\tau$  的关系. 当  $\tau$  改变时,  $TG_1$  及  $TG_2$  的相对相位亦随之而

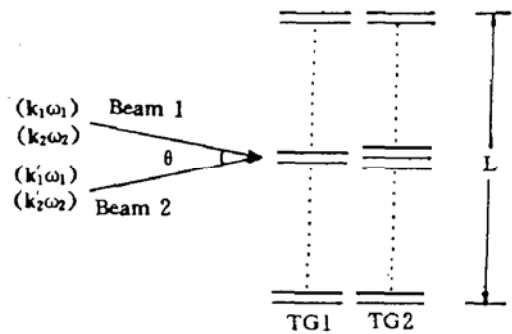


Fig. 1 Schematic of the basic principle of time-delayed laser-induced double gratings

收稿日期: 1992 年 4 月 27 日; 收到修改稿日期: 1992 年 7 月 23 日

\* 国家自然科学基金及中国科学院院长基金资助的课题.

改变,使得混频信号产生调制. 调制周期为  $2\pi|\omega_1 - \omega_2|^{-1}$ . 用此方法可以得到  $\omega_1$  及  $\omega_2$  两束光之间的拍频. 第 1、2 两束泵光的光场可写成

$$\left. \begin{aligned} E_{p1}(\mathbf{r}, t) &= \varepsilon_1 u_1(t) e^{i(\mathbf{K}_1 \cdot \mathbf{r} - \omega_1 t)} + \varepsilon_2 u_2(t) e^{i(\mathbf{K}_2 \cdot \mathbf{r} - \omega_2 t)}, \\ E_{p2}(\mathbf{r}, t) &= \varepsilon'_1 u_1(t - \tau) e^{i(\mathbf{K}'_1 \cdot \mathbf{r} - \omega_1 t + \omega_1 \tau)} + \varepsilon'_2 u_2(t - \tau) e^{i(\mathbf{K}'_2 \cdot \mathbf{r} - \omega_2 t + \omega_2 \tau)}, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

式中  $\tau$  为第 1、2 两束泵光的相对延迟.  $\varepsilon_i$  及  $\mathbf{K}_i$  ( $\varepsilon'_i$  及  $\mathbf{K}'_i$ ) 为第 1 束(第 2 束)泵光中  $\omega_i$  分量的光场振幅及光波矢量. 为了研究激光相干性对 TDLIDG 的影响,引入一无量纲统计因子  $u_i(t)$  以描述光场相位及振幅的涨落.  $\omega_1$  及  $\omega_2$  分量的泵光分别在介质中感生各自的热栅. 若用沿第 1 束光反向前进的探测光(光束 3)去探测此热栅. 探测光的频率为  $\omega_3$ , 其光场可写成

$$E_3(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_3 u_3(t) e^{i(\mathbf{K}_3 \cdot \mathbf{r} - \omega_3 t)}, \quad (2)$$

式中  $\omega_3$  及  $\mathbf{K}_3$  为探测光的光场振幅及光波矢量,  $u_3(t)$  为统计因子. 由此得到非线性极化为<sup>[6]</sup>

$$\begin{aligned} p(\mathbf{r}, t) &\propto \varepsilon_1 \varepsilon'_1 \varepsilon_3 e^{i[(\mathbf{K}_1 - \mathbf{K}'_1 + \mathbf{K}_3) \cdot \mathbf{r} - \omega_3 t - \omega_1 \tau]} \times \int_0^\infty dt' u_1(t - t') u_1^*(t - t' - \tau) u_3(t) e^{-\gamma t'} \\ &+ \varepsilon_2 \varepsilon'_2 \varepsilon_3 e^{i[(\mathbf{K}_2 - \mathbf{K}'_2 + \mathbf{K}_3) \cdot \mathbf{r} - \omega_3 t - \omega_2 \tau]} \times \int_0^\infty dt' u_2(t - t') u_2^*(t - t' - \tau) u_3(t) e^{-\gamma t'} \end{aligned} \quad (3)$$

式中  $\gamma$  为热栅的弛豫速率. 四波混频信号正比于非线性极化的绝对值对激光涨落的随机平均, 得到

$$\left. \begin{aligned} I &\propto \langle |p(\mathbf{r}, t)|^2 \rangle \\ &\propto \int_0^\infty ds' \int_0^\infty dt' \langle u_1(t - t') u_1(t - s' - \tau) u_1^*(t - t' - \tau) u_1^*(t - s') \rangle \\ &\quad \times \langle u_3(t) u_3^*(t) \rangle e^{-\gamma(t+s')} \\ &+ |\eta|^2 \int_0^\infty ds' \int_0^\infty dt' \langle u_2(t - t') u_2(t - s' - \tau) u_2^*(t - t' - \tau) u_2^*(t - s') \rangle \\ &\quad \times \langle u_3(t) u_3^*(t) \rangle e^{-\gamma(t+s')} \\ &+ \eta e^{i\omega_2 \tau} \int_0^\infty ds' \int_0^\infty dt' \langle u_2(t - t') u_2^*(t - t' - \tau) \rangle \\ &\quad \times \langle u_1(t - s' - \tau) u_1^*(t - s') \rangle \langle u_3(t) u_3^*(t) \rangle e^{-\gamma(t+s')} \\ &+ \eta^* e^{-i\omega_2 \tau} \int_0^\infty ds' \int_0^\infty dt' \langle u_1(t - t') u_1^*(t - t' - \tau) \rangle \\ &\quad \times \langle u_2(t - s' - \tau) u_2^*(t - s') \rangle \langle u_3(t) u_3^*(t) \rangle e^{-\gamma(t+s')}, \\ \omega_4 &= \omega_1 - \omega_2; \quad \eta \simeq (\varepsilon_2 \varepsilon'_2 / \varepsilon_1 \varepsilon'_1). \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

对于多模激光输出,  $u_i(t)$  的四阶相干函数满足<sup>[7]</sup>

$$\langle u_i(t_1) u_i(t_2) u_i^*(t_3) u_i^*(t_4) \rangle = \langle u_i(t_1) u_i^*(t_3) \rangle \langle u_i(t_2) u_i^*(t_4) \rangle + \langle u_i(t_1) u_i^*(t_4) \rangle \langle u_i(t_2) u_i^*(t_3) \rangle \quad (5)$$

对激光线形为洛伦兹的光源, 二阶相干函数为

$$\langle u_i(t) u_i^*(t - \tau) \rangle = \exp(-\alpha_i |\tau|), \quad (6)$$

式中  $\alpha_i = \delta\omega_i/2$ ,  $\delta\omega_i$  为频率为  $\omega_i$  的激光线宽(FWHM). 利用(5)式、(6)式及(4)式的积分可以很容易算出. 对于热栅,  $\alpha_1 \alpha_2 \gg \gamma$ , 得到

$$I \propto e^{-2\alpha_1 |\tau|} + |\eta|^2 e^{-2\alpha_2 |\tau|} + \eta e^{i\omega_2 \tau} e^{-(\alpha_1 + \alpha_2) |\tau|} + \eta^* e^{-i\omega_2 \tau} e^{-(\alpha_1 + \alpha_2) |\tau|} \quad (7)$$

上式表明混频信号以  $\omega_4$  的频率调制. 随着  $|\tau|$  的增加,  $TG_1$  及  $TG_2$  的干涉条纹将随机飘移, 使

得调制振幅以  $(\alpha_1 + \alpha_2)$  的速率衰变. 参数  $\eta$  决定调制的衬比度. 当  $|\eta| = 1$  时, 衬比度最大.

### 3 实验装置与结果

实验装置如图 2 所示. 样品为 oxazine 染料. 浓度为  $2 \times 10^{-4} \text{ M}$ . 一台 YAG 激光器的二次谐波用来泵两台染料激光器 DL1 及 DL2. 其线宽为 0.01 nm 及 0.02 nm, 脉宽为 5 ns, 能量为  $50 \mu\text{J}$ . 分束片 BS3 将  $\omega_1$  及  $\omega_2$  分量的光合并以作为泵光后, 再经分束片 BS4 分为 1, 2 两束光并以  $1.5^\circ$  的小夹角入射到样品上. 两束泵光间的相对延迟可通过由步进马达控制的光延迟器来改变. DL1 及 DL2 激光输出的波长分别为 582.2 nm 及 582.0 nm. 其在样品上的光斑直径约为 1 mm. 探测光(光束 3)来源于 YAG 激光器的二次谐波. 它沿着第 1 束光的反向前进. 在样品上探测光的斑直径小于 0.2 mm. 混频信号(光束 4)基本上沿着第 2 束光的反向前进. 它经光电二极管接收后, 送到 EG&G 4203 信号平均器进行平均, 再送入 HP-85 计算机进行数据处理. HP-85 计算机同时用来控制步进马达以改变相对延迟.

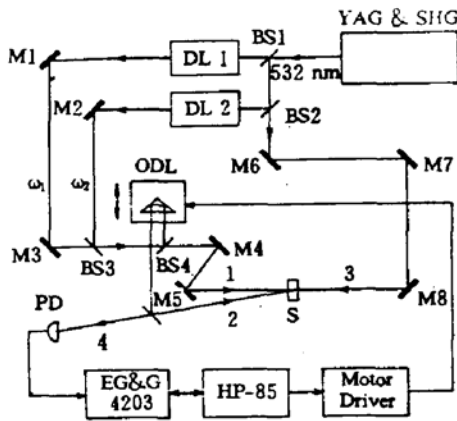


Fig. 2 Experimental setup. YAG & SHG, YAG laser with second-harmonic generation; BS' s, beam splitters; M' s, mirrors; ODL, optical delay line; PD, photodiode; S, sample; DL1, DL2, dye lasers; EG&G 4203, signal averager; HP-85, computer

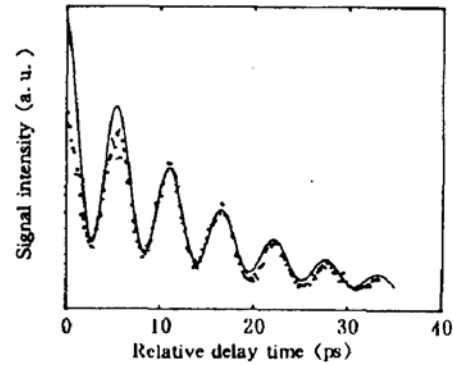


Fig. 3 Experimental data of the FWM signal intensity versus relative time delay. Solid line is the theoretical curve with  $\alpha_1 = 2.8 \times 10^{10} \text{ sec}^{-1}$ ,  $\alpha_2 = 5.6 \times 10^{10} \text{ sec}^{-1}$ ,  $\lambda_1 = 582.2 \text{ nm}$ ,  $\lambda_2 = 0.203 \text{ nm}$  and  $\eta = 0.3$

实验测量混频信号与泵光相对延迟的关系如图 3 所示, 实验结果表明, 混频信号随着  $\tau$  的增加而呈现阻尼振荡. 这与理论预测是一致的. 我们用(7)式对实验结果进行分析. 设  $\eta = 0.3$ . 同时由激光线宽(0.01 nm 及 0.02 nm)可以求得  $\alpha_1 = 2.8 \times 10^{10} \text{ sec}^{-1}$  及  $\alpha_2 = 5.6 \times 10^{10} \text{ sec}^{-1}$ . 通过对实验数据的拟合得到波长差为  $\lambda_d \equiv \lambda_1 - \lambda_2 = (0.203 \pm 0.006) \text{ nm}$ . 除了相对延迟为零的峰值外, 实验与理论基本一致. 此外, 波长差  $\lambda_d$  的测量误差与激光线宽为同一数量级.

### 4 讨 论

实验证实了用 TDLIDG 测量波长差可以达到入射光线宽的测量精度, 下面讨论达到此极限的条件.

设  $\lambda_p = 2\pi c/\omega_d$  为对应于一个调制周期所需的光延迟距离, 则波长差  $\lambda_d$  的误差  $\Delta\lambda_d$  与  $\lambda_p$  的误差  $\Delta\lambda_p$  之间满足

$$\Delta\lambda_d = (\Delta x_d/x_p^2)\lambda_1^2 \quad (8)$$

为了提高精度,必须测量尽可能多的调制周期. 如果  $N$  个周期对应的光程距离为  $x_i$ , 其误差为  $\Delta x_i$ , 则

$$\Delta\lambda_d = (\Delta x_i/x_i)\lambda_1^2/x_p \quad (9)$$

$\Delta x_i$  主要取决于峰值位置的测量精度. 设  $\Delta x_i/x_i = \zeta$ , 即峰值位置可以测到一个周期的  $\zeta \times 100\%$ . 其次, 由(7)式得知调制信号以  $(\alpha_1 + \alpha_2)$  的速率衰变. 为方便起见, 设  $\alpha_1 = \alpha_2$ , 则最大的  $x_i$  大约等于激光相干长度

$$(x_i)_{\max} \simeq (\lambda_1^2/\pi\delta\lambda_1) \quad (10)$$

这里  $\delta\lambda_1$  为激光线宽. 将(10)式代入(7)式, 得到

$$\Delta\lambda_d = \pi\zeta\delta\lambda_1 \quad (11)$$

(11)式表明, 当光延迟的距离约等于激光相干长度时, 用 TDLIDG 测得的波长差精度可以达到激光线宽的极限.

### 参 考 文 献

- [1] D. W. Phillion, D. J. Kuizenga, A. E. Siegman, Subnanosecond relaxation time measurements using a transient induced grating method. *Appl. Phys. Lett.*, 1975, 27(2):85~87
- [2] J. R. Salcedo, A. E. Siegman, D. D. Dlott *et al.*, Dynamics of energy transport in molecular crystals; The picosecond transient-grating method. *Phys. Rev. Lett.*, 1978, 41(2):131~134
- [3] V. A. French, R. C. Powell, Laser-induced grating measurement of energy migration in Tm, Ho:YAG. *Opt. Lett.*, 1991, 16(16):666~668
- [4] R. A. Fisher, ed., *Optical Phase Conjugation*, New York: Academic Press, 1983:539~555
- [5] X. Mi, Q. Jiang, Z. Yu *et al.*, Observation of the beat between two independent light sources by a method of time-delayed laser-induced gratings. *Opt. Lett.*, 1991, 16(19):1526~1528
- [6] P. Fu, Z. Yu, X. Mi *et al.*, Fourth-order coherence-function theory of laser-induced molecular reorientational grating and population grating. *J. Phys. (Paris)*, 1987, 48(12):2089~2096
- [7] J. W. Goodman, *Statistical optics* New York: Wiley, 1985:237~238

## Theoretical and experimental study of the time-delayed laser-induced double gratings

JIANG Qian    MI Xin    YU Zuhe    ZHANG Zhiguo    FU Panming

(Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080)

(Received 27 April 1992; revised 23 July 1992)

### Abstract

The effect of phase and amplitude fluctuation of lasers on the time-delayed laser-induced double gratings (TDLIDG) caused by thermal effect has been analysed theoretically in this paper. It is found that the modulation amplitude of four-wave mixing signal decays as the relative time delay between two pump beams increases. Experimental results agree quite well with the theoretical predication. We also demonstrated that, when TDLIDG was employed for the wavelength difference measurement, the accuracy could reach the same order of magnitude as the laser linewidth.

**Key words** laser-induced grating, time-delay, four-wave mixing.