

文章编号: 0258-7025(2003)11-0993-05

频率分辨双光束耦合抽运-探测技术中的空间效应研究

林洁, 桑海宇, 程静, 丘志仁, 周建英

(中山大学光电材料与技术国家重点实验室, 广东广州 510275)

摘要 在测量非线性折射率和双光子吸收系数的频率分辨双光束耦合抽运-探测技术中, 光场的空间分布没有得到考虑。研究了入射飞秒光脉冲的空间分布对实验结果的影响。对不同部位的探测光进行测量可以得到完全不同的结果, 用所发展的理论给出了解释。通过数值拟合获得了磷化镓(GaP)在飞秒激光脉冲作用下的非线性折射率和双光子吸收系数。进一步可能从实验上主动选择适当的空间滤波来获得频率-空间分辨信号。

关键词 非线性光学; 空间分布; 飞秒激光脉冲; 抽运-探测; 磷化镓(GaP); 非线性折射率; 双光子吸收系数

中图分类号 O 437 **文献标识码** A

Study of Spatial Effects in Spectrally Resolved Two-beam Coupling Pump-probe Technique

LIN Jie, SANG Hai-yu, CHENG Jing, QIU Zhi-ren, ZHOU Jian-ying

(The State Key Laboratory of Optoelectronic Materials and

Technologies, Zhongshan University, Guangzhou, Guangdong 510275, China)

Abstract The effects of spatial distribution on the experimental results are studied in spectrally resolved two-beam coupling pump-probe technique. Results may be totally different when different spatial region of probe field is chosen to be measured. Interpretation is given using the theory presented in this paper. Nonlinear refractivity and two-photon absorption of GaP are obtained by numerical fitting the experimental results. Spatial-spectral resolved signal may be obtained by using appropriate spatial gates.

Key words nonlinear optics; spatial distribution; femtosecond laser pulse; pump-probe; GaP; nonlinear refractivity; two-photon absorption

1 引言

在具有反演对称性的介质中(如气体、液体、非晶材料等), 其最低次的非线性系数为三阶非线性系数。三次谐波、相位共扼、自聚焦、光学克尔效应以及双光子吸收都是光学三阶非线性现象的反映。而非线性折射率 n_2^l 和双光子吸收(TPA)系数 β 与三阶极化率 $\chi^{(3)}$ 的关系为^[1]

$$n_2^l = (3/4\epsilon_0 n_0^2) \text{Re}[\chi_{iiii}^{(3)}]$$
$$\beta = (3k_0/2\epsilon_0 n_0^2) \text{Im}[\chi_{iiii}^{(3)}]$$

近年来为了测量材料的非线性折射率 n_2^l 和 TPA 系数 β , 人们先后发展了许多实验技术, 如非线性干涉仪^[2]、简并四波混频^[3]、近简并三波混频^[4]、椭圆旋转^[5]以及光束畸变测量^[6]等等。其中最常用的三种方法分别为四波混频、光学外差克尔门以及光束畸变测量(Z扫描)^[1]。前两种方法直接测量三阶极化率, 但是其实验装置复杂。第三种方法则利用了光束在传播过程中的自聚焦效应来获得非线性折射率, 是测量三阶极化率 $\chi^{(3)}$ 最简单和最实用的方法^[7], 也是测量三阶非线性系数最有效的方法之

收稿日期: 2002-07-01; 收到修改稿日期: 2002-10-15

基金项目: 国家自然科学基金(19974078)和国家重点基础研究专项经费(G1999075200)资助项目。

作者简介: 林洁(1977—), 女, 广东人, 中山大学光电材料与技术国家重点实验室硕士研究生, 主要从事光子信息学方面的研究。E-mail: stslgm@zsu.edu.cn

一,但也存在着一定缺点,如灵敏度相对不高,要求有较高的激光功率密度,样品的光学性质必须均匀、其振动必须稳定等等。

1997年,Kang等^[8]提出利用飞秒激光脉冲的频率分辨双光束耦合抽运-探测技术来测量三阶非线性系数如非线性极化率 n_2^I ,双光子吸收系数 β 。该方法是一种高度灵敏且非常简单的实验技术,不要求大的脉冲能量,对激光的轮廓不敏感,并可用于不均匀的材料样品。1999年,Wang等^[1]在此基础上,进一步利用啁啾飞秒激光脉冲抽运-探测技术对熔融二氧化硅进行了测量和理论分析,发现实验和理论结果十分符合。最近,我们利用此技术测量了掺稀土固体材料的共振非线性折射率^[9]。

以往的大部分理论分析是基于入射光场为平面波的假设。当光场在介质中传播而产生自聚焦、自散焦和自相位调制等空间效应时,平面波近似已不再适用。为了研究光脉冲的空间分布对双光束耦合的抽运-探测技术的影响,实验上我们对探测光加上不同的空间挡板来收集探测光的相对透射率信号。理论上我们从Maxwell方程出发,并认为入射抽运、探测光的空间分布是高斯型,近似求得探测光的空间分布,对实验数据进行拟合而得到 n_2^I, β ,从而发展了基于双光束耦合的简并抽运-探测的空间分布实验技术。因为在过去人们对半导体磷化镓(GaP)的线性与非线性光学性质进行了详尽的描述与记载,因此在本文中,选择GaP作为实验样品。

2 理论分析

考虑脉冲的时间与空间均为高斯型分布的情形,其振幅为

$$E(r,t) = E_0 \exp\left(-\frac{r^2}{w_0^2}\right) \times \exp\left(-\frac{t^2}{2\tau_0^2}\right) \quad (1)$$

其中 w_0 为脉冲腰宽, τ_0 为脉冲宽度。

运用含非线性极化率的Maxwell方程对高斯空间分布的光场的抽运-探测光谱学进行理论分析。电场 Φ 与非线性极化率 P^{NL} 之间有如下关系

$$(\partial_{xx} + \partial_{yy})\Phi(x,y,z,t) - \frac{1}{c^2} \partial_{tt} \Phi(x,y,z,t) = \mu_0 \partial_{tt} P^{NL}(x,y,z,t) \quad (2)$$

同时非线性极化率有以下关系

$$P^{NL}(x,y,z,t) = \epsilon_0 (\chi^{(1)} + \chi^{(3)} |\Phi|^2) \Phi \quad (3)$$

(3)式中的 $\chi^{(3)}$ 为非线性系数。但是,在抽运-探测理论中,电场可写成如下形式

$$\Phi(x,y,z,t) = E_{pu}(x,y,z,t) \exp[i(k_{pu}z - \omega_{pu}t)] +$$

$$E_{pr}(x,y,z,t) \exp[i(k_{pr}z - \omega_{pr}t)] \quad (4)$$

其中, E_{pu} 和 E_{pr} , k_{pu} 和 k_{pr} 以及 ω_{pu} 和 ω_{pr} 分别为抽运波和探测波的振幅、波矢和中心频率, ω 和 k 有如下关系

$$k_{pu} = \frac{\omega_{pu} n_0}{c}, \quad k_{pr} = \frac{\omega_{pr} n_0}{c}$$

运用慢变振幅近似,并注意在通常情况下抽运光比探测光强很多,即 $|E_{pu}|^2 \gg |E_{pr}|^2$,得到 E_{pr} 和 E_{pu} 的耦合方程^[10]

$$\begin{aligned} & i\left(\partial_z E_{pr} + \frac{1}{v_{pr}} \partial_t E_{pr}\right) + \frac{(\partial_{xx} + \partial_{yy})E_{pr}}{2k_{pr}} = \\ & - \left(\frac{\omega_{pr} n_2}{c} + \frac{i}{2} \beta_{pr}\right) 2|E_{pu}|^2 E_{pr} \\ & i\left(\partial_z E_{pu} + \frac{1}{v_{pu}} \partial_t E_{pu}\right) + \frac{(\partial_{xx} + \partial_{yy})E_{pu}}{2k_{pu}} = \\ & - \left(\frac{\omega_{pu} n_2}{c} + \frac{i}{2} \beta_{pu}\right) 2|E_{pu}|^2 E_{pu} \end{aligned} \quad (5)$$

对(5)式中的 x,y 变量做傅里叶变换,我们可得到探测波在频域的方程为

$$\begin{aligned} \partial_z \tilde{E}_{pr} &= \frac{i\omega_{pr}}{v_{pr}} \tilde{E}_{pr} - \frac{i(u^2 + v^2)}{2k_{pr}} \tilde{E}_{pr} + \\ & 2i\left(\frac{\omega_{pr} n_2}{c} + \frac{i}{2} \beta_{pr}\right) \tilde{I}_{pu} * \tilde{E}_{pr} \end{aligned} \quad (6)$$

式中的 $*$ 为卷积符号。令

$$\eta = 2i\left(\frac{\omega_{pr} n_2}{c} + \frac{i}{2} \beta_{pr}\right)$$

通常 η 是一个很小的参数,故可对 \tilde{E} 做微扰展开

$$\tilde{E} = \tilde{E}^{(0)} + \eta \tilde{E}^{(1)} + \eta^2 \tilde{E}^{(2)} + \dots \quad (7)$$

把公式(7)代入(6),并比较 η 的同次幂,得到 \tilde{E}_{pr} 的零阶方程

$$\partial_z \tilde{E}_{pr}^{(0)} = \left[\frac{i\omega}{v_{pr}} - \frac{i(u^2 + v^2)}{2k_{pr}} \right] \tilde{E}_{pr}^{(0)} \quad (8)$$

公式(8)便是探测光的自由传播方程。若已知在 $z=0$ 时

$$\tilde{E}(x,y,0,t) = A \exp\left(-\frac{t^2}{\tau^2}\right) \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w_0^2}\right) \quad (9)$$

A 为振幅, τ 为延时, w_0 为腰宽。利用公式(9)这个初始条件解公式(8),便得到熟知的Gauss传播公式

$$\begin{aligned} E_{pr}^{(0)}(x,y,z,t) &= A \exp\left[-\frac{(t-z/v_{pr})^2}{\tau^2}\right] \times \\ & \exp\left[-\frac{r^2}{w^2(z)}\right] \exp\left[ir^2 \frac{k_{pr}}{2R(z)}\right] \end{aligned} \quad (10)$$

其中

$$w^2(z) = w_0^2 \left[1 + \left(\frac{z\lambda_{pr}}{\pi w_0^2 n_0} \right)^2 \right]$$

$$R(z) = z + \left(\frac{\pi w_0^2 n_0}{\lambda_{pr}} \right)^2 \frac{1}{z}$$

同时抽运光的形状为

$$I_{\text{pu}}^{(0)} = \exp\left[-\frac{2(t-\Delta t-z/\nu_{\text{pr}})^2}{\tau^2}\right] \exp\left(-\frac{2r^2}{w^2(t)}\right)$$

Δt 为脉冲宽度。

另一方面, \tilde{E}_{pr} 的一阶方程为

$$\partial_z \tilde{E}_{\text{pr}}^{(1)} = \left(\frac{i\omega}{\nu_{\text{pr}}} - \frac{i(u^2 + v^2)}{2k_{\text{pr}}}\right) \tilde{E}_{\text{pr}}^{(1)} + \tilde{E}_{\text{pr}}^{(0)} * \tilde{T}_{\text{pu}}^{(0)} \quad (11)$$

方程(11)可精确求解得

$$\tilde{E}_{\text{pr}}^{(1)} = e^{i\left(\frac{\omega}{\nu_{\text{pr}}} - \frac{u^2 + v^2}{2k_{\text{pr}}}\right)z} \int_0^z \tilde{E}_{\text{pr}}^{(0)} * \tilde{T}_{\text{pu}}^{(0)} e^{-i\left(\frac{\omega}{\nu_{\text{pr}}} - \frac{u^2 + v^2}{2k_{\text{pr}}}\right)z'} dz' \quad (12)$$

其中

$$\begin{aligned} \tilde{T}_{\text{pu}}^{(0)} * \tilde{E}_{\text{pr}}^{(0)} &= \exp\left(i\frac{\omega}{\nu_{\text{pr}}}z\right) \exp\left[-\frac{2(\Delta t)^2}{3\tau^2}\right] \times \\ &\exp\left(-\frac{\tau^2\omega^2}{12}\right) \exp\left(-i\frac{2}{3}\Delta t\omega\right) \times \\ &\exp\left\{-\frac{u^2}{4\left[\frac{3}{w^2(z)} - \frac{ik_{\text{pr}}}{2R(z)}\right]}\right\} \quad (12') \end{aligned}$$

一般地, 瑞利长度

$$z_R = \frac{\pi\omega_0^2 n_0}{\lambda_{\text{pr}}} \gg L$$

L 为样品长度。

所以 $w(z) \approx w_0$, $\frac{k_{\text{pr}}w^2(L)}{6R(L)} \ll 1$ 。从而

$$\frac{1}{4\left[\frac{3}{w^2(z)} - \frac{ik_{\text{pr}}}{2R(z)}\right]} \approx \frac{w_0^2}{12}$$

于是, 公式(12)可化为

$$\begin{aligned} \tilde{E}_{\text{pr}}^{(1)}(L) &= \exp\left[i\left(\frac{\omega}{\nu_{\text{pr}}} - \frac{u^2 + v^2}{2k_{\text{pr}}}\right)L\right] \times \\ &\left\{\exp\left[-\frac{2(\Delta t)^2}{3\tau^2}\right] \exp\left(-\frac{\tau^2\omega^2}{12}\right) \times \right. \\ &\exp\left(-i\frac{2}{3}\Delta t\omega\right) \exp\left(-\frac{u^2 + v^2}{12}w_0^2\right)\left.\right\} \times \\ &\int_0^L \exp\left(i\frac{u^2 + v^2}{2k_{\text{pr}}}z'\right) dz' \quad (13) \end{aligned}$$

在 $w_0^2 \gg \lambda_{\text{pr}}L$ 条件下, 公式(12) 右边的最后一个积分近似为“ L ”。最后, 我们得到 \tilde{E}_{pr} 的一阶近似解为

$$\begin{aligned} \tilde{E}_{\text{pr}}^{(1)}(L) &= \exp\left[i\left(\frac{\omega}{\nu_{\text{pr}}} - \frac{u^2 + v^2}{2k_{\text{pr}}}\right)L\right] \times \\ &\left\{A(\sqrt{\pi})^3 w_0^3 \tau \exp\left(-\frac{\tau^2\omega^2}{4}\right) \exp\left(-\frac{u^2 + v^2}{4}w_0^2\right) + \right. \\ &(i2\Delta\phi - q) \times A\left[\frac{\sqrt{\pi}}{\sqrt{3}}\right]^3 w_0^3 \tau \times \\ &\left.\exp\left[-\frac{2(\Delta t)^2}{3\tau^2}\right] \exp\left(-\frac{\tau^2\omega^2}{12}\right) \times \right. \end{aligned}$$

$$\left.\exp\left(-i\frac{2}{3}\Delta t\omega\right) \exp\left(-\frac{u^2 + v^2}{12}w_0^2\right)\right\} \quad (14)$$

其中 $\Delta\phi = \frac{\omega_{\text{pr}}Ln_2 I_{\text{pu}}^{\text{max}}(0)}{c}$, $q = \beta_{\text{pr}}LI_{\text{pu}}^{\text{max}}(0)$ 。

在得到样品后表面的透射光场分布后, 用 Fresnel 衍射公式计算远场的光场分布

$$\tilde{E}_{\text{pr}}(D+L) = \tilde{E}_{\text{pr}}(L) \cdot \exp(ikD) \times \exp\left[-(u^2 + v^2) \frac{iD}{2(k+k_0)}\right] \quad (15)$$

其中 D 为衍射长度, $k = \frac{\omega}{c}$, $k_0 = \frac{\omega_{\text{pr}}}{c}$ 。因此

$$\begin{aligned} \tilde{E}_{\text{pr}}(D+L) &= A(\sqrt{\pi})^3 w_0^3 \tau \exp\left(-\frac{\tau^2\omega^2}{4}\right) \times \\ &\exp i\omega\left(\frac{L}{\nu_{\text{pr}}} + \frac{D}{c}\right) \times \\ &\exp\left\{-(u^2 + v^2) \left[\frac{w_0^2}{4} + \frac{iL}{2k_{\text{pr}}} + \frac{iD}{2(k+k_0)}\right]\right\} + \\ &(i2\Delta\phi - q)A\left[\frac{\sqrt{\pi}}{\sqrt{3}}\right]^3 w_0^3 \tau \times \\ &\exp\left[-\frac{2(\Delta t)^2}{3\tau^2}\right] \exp\left(-\frac{\tau^2\omega^2}{12}\right) \times \\ &\exp\left(-i\frac{2}{3}\Delta t\omega\right) \exp\left[3\omega\left(\frac{1}{\nu_{\text{pr}}} + \frac{D}{c}\right)\right] \times \\ &\exp\left\{-(u^2 + v^2) \left[\frac{w_0^2}{4} + \frac{iL}{2k_{\text{pr}}} + \frac{iD}{2(k+k_0)}\right]\right\} \quad (16) \end{aligned}$$

c 为真空中的光速。变回到 $E_{\text{pr}}(x, y, \omega, D+L)$, 可利用

$$e^{-ax^2} \Leftrightarrow \sqrt{\frac{1}{a}} e^{-\frac{u^2}{4a}}$$

于是, 归一化的瞬态透射率信号变化即为

$$\frac{\Delta T}{T_0} = 2 \left(\frac{|E_{\text{pr}}^{(0)} + \Delta E|^2 + |E_{\text{pr}}^{(0)}|^2}{|E_{\text{pr}}^{(0)}|^2} \right) \quad (17)$$

其中 ΔE 为 E_{pr} 的一阶分量, 即 $\Delta E = E_{\text{pr}}^{(1)}$ 。

3 实验装置、结果及讨论

如图 1 所示, 由 Ti:sapphire 锁模激光器输出的飞秒激光脉冲经分束片 BS1 分为两束。BS1 镜上镀有介质膜, 在 800 nm 附近波段透射光与反射光的强度比约为 9/1。弱的一束作为探测光经过 Michelson 干涉仪反射到 BS2 分束片。Michelson 干涉仪的一臂即是一个相互成 90° 角的平面反射镜组成的可动臂, 由步进马达控制来改变光程, 从而改变抽运光和探测光的光程差。抽运光则经过另一路平面反射镜组反射到 BS2 分束片。然后平行传播的两束光再由分束片 BS2 (透射光与反射光的强度比约为 3/7) 分成两路抽运-探测记录通道, 在两路抽运-探测记录通道上分

别放置了一个 GaP 单晶和 500 μm 厚的 BBO 晶体作为样品和参考,探测光和抽运光经透镜聚焦在样品和 BBO 晶体上。

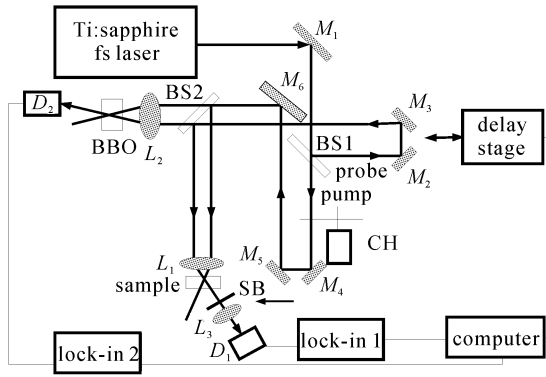


图 1 实验装置示意图

$M_1 \sim M_6$: 反射镜;BS1 与 BS2:分束片;

$L_1 \sim L_3$: 透镜; D_1, D_2 : 探测器;CH:斩波器;SB:空间挡板

Fig. 1 Experimental set-up

$M_1 \sim M_6$: reflecting mirror; BS1, BS2: beam splitter; $L_1 \sim L_3$:

lens; D_1 & D_2 : detector; CH: chopper; SB: space blocker

1994 年,Sheik-Bahae 等在 Z 扫描的实验基础上,发展了一门称为斑蚀 Z 扫描(EZ 扫描)的技术^[11]。即在原先 Z 扫描的实验装置上,在样品和探测器之间加入一块用于阻挡光束的圆盘,得到的透射光是一个全斑蚀光谱图。结果发现,EZ 扫描比 Z 扫描的灵敏度要高。从 EZ 扫描中得到启发,我们在样品与探测器之间加了一块垂直于光束的空间挡板 SB,空间挡板可以是圆孔、圆环或者圆盘,其目的都是测量不同空间部位对非线性极化率的影响。透射光经过空间挡板后经透镜聚焦再进入探测器。所以,进入探测器 D_1 的不再是单纯的透射光,而是与空间挡板参数有关的透射光。这样,我们就在实验技术上解决了如何研究光场高斯空间分布引起的效应问题。

经过相位匹配倍频 BBO 晶体的探测光信号 D_2 (为参考信号通道),是一阶自相关信号,自相关信号最大的地方即为抽运 - 探测光之间光程差为零的地方。经过样品及挡板后的信号 D_1 为信号通道。实验过程中,转动迈克尔逊干涉仪可动臂的步进马达,两个光电探测器 D_1, D_2 分别检测经过 BBO 晶体和样品及挡板后的探测光,然后再送入两个锁相放大器,最后把放大的信号自动送入计算机,从而同时记录到两组随时间延迟改变的探测光透射率变化数据,并通过双通道差分光谱可得信号光的频率与相位信息^[12]。

利用图 1 所示的实验装置对一个 550 μm 厚的半

导体 GaP 晶体进行测量。图 2 与图 3 分别是空间挡板参数 r 不同时的三组实验结果及其拟合曲线,其中图 2,3 中的(a)所采用的是一个 $r = 1 \text{ mm}$ 的小孔;图 2,3 中的(b)是 $r_1 = 3.5 \text{ mm}, r_2 = 5 \text{ mm}$ 的圆环;图 2,3 中的(c)是 $r = 5 \text{ mm}$ 的圆盘。在这里,抽运中心波长都为 788.3 nm,平均功率为 20 mW,脉宽 $\Delta t = 70 \text{ fs}$,重复率为 82 MHz,光斑半径为 20 μm ,单脉冲能量约为 300 pJ,故实验抽运光峰值功率密度为 $I_{\text{pu}} = 3.41 \times 10^{12} \text{ W/m}^2$ 。从拟合结果得到 GaP 的 $n_2 = 1 \times 10^{-14} \text{ cm}^2/\text{W}$,与钽玻璃和 CS_2 ($n_2 = 2.5 \times 10^{-14} \text{ cm}^2/\text{W}$)的 n_2 相当,而 $\beta = 1 \times 10^{-12} \text{ m/W}$ 。从图 2 看到,当空间挡板参数 r 不同时,实验结果分别呈现出凹陷和隆起的图形。

另外,利用公式(17)得到 $\Delta T/T_0$ 的数值解(图 4),其中使用的各参数为: $n_2 = 1 \times 10^{-18} \text{ m}^2/\text{W}$; $\beta = 1 \times 10^{-12} \text{ m/W}$;线性折射率 $n = 3$,样品长度 $L = 300 \mu\text{m}$;传播距离 $d = 20 \text{ cm}$;腰宽 $w_0 = 20 \mu\text{m}$;其余的参数如波长、脉宽、光强等等都与实验中所用的相同。从图 4 中可看到与图 2 类似的现象:在零点位置附近,信号呈现一个凹陷,而随着空间挡板参数 r 的增加,凹陷逐渐收缩直至隆起。总体来说,这些现象都是由相位光栅的空间效应所导致的。

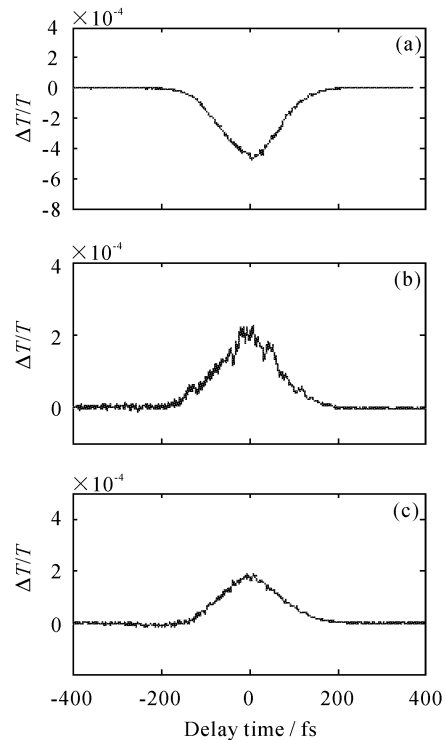


图 2 空间参数 r 不同时的三组实验结果

Fig. 2 Three experimental results with different spatial parameter r

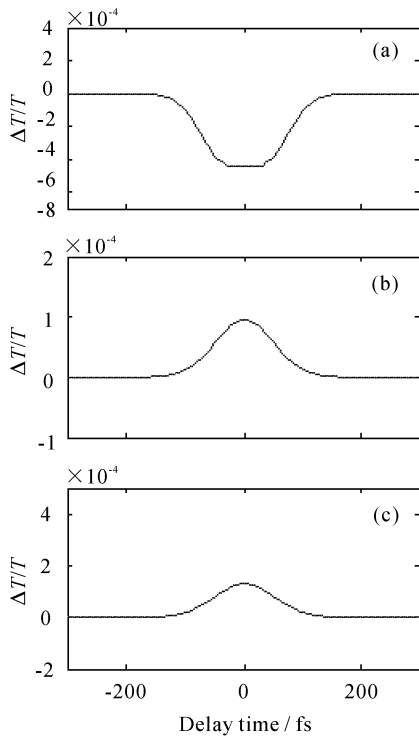


图 3 对图 2 的数值模拟结果

Fig. 3 Numerical results of figure 2

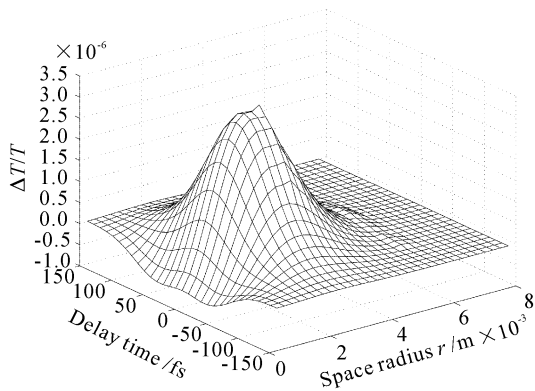


图 4 公式(17)计算结果的三维示意图

Fig. 4 Calculated result of equation (17)

4 结 论

本文在频率分辨双光束耦合抽运-探测实验技术的基础上,基于在大多数情况下入射飞秒激光脉冲成高斯型分布的实际情况,在实验装置中加入空间挡板,使透射光束成为与空间分布有关的光斑,利用此新方法研究了光场空间分布对测量样品 n_2' 和 β 的影响,探讨了实验技术,有效地克服了在非简并双光束耦合抽运-探测技术中,需要连接单色仪才能够同时测量 n_2' 和 β 的不足之处。

理论上,对高斯分布入射光场下的耦合抽运-探

测光传播进行了详细的分析,得到了探测光透射率随时间和空间变化的数值解,发现数值解和实验数据的变化趋势十分符合。并拟合出了 GaP 的 n_2' 和 β 数值。

空间分布实验技术所得到的结果还表明了其技术的可靠性、准确性和具有较高的灵敏度。此外,利用不同半径的圆环,以及改变其他实验条件(如调节激光功率,改变光束的偏振方向等)来进行测量所得到的结果不但有所不同,并且有一定的规律性。如果了解了这些结果的规律,就有可能从实验上主动选择适当的空间滤波来获得频率-空间分辨信号,对开展相应的实验研究是十分重要的。

参 考 文 献

- 1 J. K. Wang, T. L. Chiu, C. H. Chi *et al.*, Nonlinear refraction and absorption measurements with chirped femtosecond laser pulses; experiments and simulations [J]. *J. Opt. Soc. Am. B.*, 1999, **16**(4):651~661
- 2 M. J. Moran, C. Y. She, R. L. Carman, Interferometric measurements of the nonlinear refractive-index coefficient relative to CS₂ in laser-system-related materials [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1975, **QE-11**(3):259~263
- 3 S. R. Friberg, P. W. Smith, Nonlinear optical glasses for ultrafast optical switches [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1987, **QE-23**(12):2089~2094
- 4 R. Adair, L. L. Chase, S. A. Payne, Nonlinear refractive-index measurements of glasses using three-wave frequency mixing [J]. *J. Opt. Soc. Am. B.*, 1987, **4**(6):875~883
- 5 A. Owyong, Ellipse rotation studies in laser host materials [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1973, **QE-9**(11):1064~1069
- 6 W. E. Williams, M. J. Soileau, E. W. Van Stryland, Optical switching and n_2 measurement in CS₂ [J]. *Opt. Comm.*, 1984, **50**(4):256~260
- 7 M. Sheik-Bahae, A. A. Said, E. W. Van Stryland, High-sensitivity, single-beam n_2 measurements [J]. *Opt. Lett.*, 1989, **14**(17):955~957
- 8 I. Kang, T. Krauss, F. Wise, Sensitive measurement of nonlinear refraction and two-photon absorption by spectrally resolved two-beam coupling [J]. *Opt. Lett.*, 1997, **22**(14):1077~1079
- 9 L. Luo, L. Chen, Z. R. Qiu *et al.*, Measurement of femtosecond resonant nonlinear refraction in Nd:YVO₄ by degenerate pump-probe spectroscopy [J]. *J. Appl. Phys.*, 2001, **89**(12):8342~8344
- 10 P. S. Spencer, K. A. Shore, Pump-probe propagation in a passive Kerr nonlinear optical medium [J]. *J. Opt. Soc. Am. B.*, 1995, **12**(1):67~71
- 11 T. Xia, D. J. Hagan, M. Sheik-Bahae *et al.*, Eclipsing Z-scan measurement of $\lambda/10^4$ wave-front distortion [J]. *Opt. Lett.*, 1994, **19**(5):317~320
- 12 J. A. Gardecki, G. Yu, S. Constantine *et al.*, A unified treatment of ultrafast optical heterodyne detected and Z-scan spectroscopies [J]. *J. Chem. Phys.*, 2001, **114**(8):3586~3597