

## 飞秒光诱导铽镓石榴石晶体中的磁化响应研究\*

金钻明<sup>1)</sup> 郭飞云<sup>2)</sup> 马红<sup>1)</sup> 王立华<sup>1)</sup> 马国宏<sup>1)†</sup> 陈建中<sup>2)</sup>

1) (上海大学物理系, 上海 200444)

2) (福州大学化学化工学院, 福建 350002)

(2010年9月28日收到; 2011年1月29日收到修改稿)

运用时间分辨抽运-探测光谱技术,研究了磁光晶体铽镓石榴石(TGG)在不同椭圆偏振态的飞秒激光脉冲诱导下的极化和磁化响应.研究表明,当仅存在逆法拉第效应时,探测光旋转角信号和椭圆率信号的变化方向与圆偏振抽运光的旋向相关.这是由于圆偏振光在TGG晶体中产生的瞬态有效磁场的方向依赖于圆偏振光的旋向所致.光诱导磁化过程与材料的性质有关,TGG晶体的顺磁特性决定了其自旋弛豫时间为几十飞秒.由于探测光旋转角信号和椭圆率信号的半高全宽均为500 fs左右,加之信号强度随着抽运光脉冲能量密度的增加呈线性增长,表明TGG晶体有望成为超快全光磁开关的候选材料.

**关键词:** 铽镓石榴石晶体, 抽运-探测光谱技术, 逆法拉第效应

**PACS:** 78.20.Ls, 78.47.J-, 75.78.Jp

## 1. 引言

早在1845年法拉第在探索电磁现象和光学现象之间的联系时发现,当一束线偏振光穿过沿光的传播方向加有磁场的介质后,其偏振面将发生旋转,即磁场使介质具有了旋光性,这种现象称为法拉第效应.119年之后, Van der Ziel等<sup>[1,2]</sup>观察到圆偏振光可以在掺Eu<sup>2+</sup>的CaF<sub>2</sub>、抗磁性玻璃中,甚至在一些有机或无机液体等非吸收材料中诱导磁化,并将这种现象称为逆法拉第效应(IFE).近15年间,随着超短脉冲技术的不断成熟,磁性块体材料及薄膜的超快光诱导磁动力学<sup>[3-7]</sup>得到了广泛的研究. Kimel等<sup>[8,9]</sup>利用IFE在DyFeO<sub>3</sub>中不仅观察到磁振荡,而且实现了超快光磁记录.最近,IFE的研究从弱铁磁性晶体转向了顺磁性体系<sup>[10]</sup>和反铁磁性体系<sup>[11,12]</sup>.文献[13,14]又分别从实验和理论两方面探索了光诱导磁化的各项性质,他们均认为激光诱导材料势能的对称性破缺依赖于光场的不同偏振态.此外,就实际应用而言,IFE使得磁光晶体极可能成为超快全光磁开关和调制器件的核心材料<sup>[15]</sup>,在全光通信系统中有很好的应用前

景.正是由于丰富多采的物理现象和应用前景,使得光诱导磁化现象成为了凝聚态物理中一个新兴的研究课题.

宏观上,光诱导材料的极化与磁化现象大量地是以各种偏振态抽运光诱导材料的双折射(或二向色性)的形式出现.光学克尔效应(OKE)是一种光致介质折射率变化的三阶非线性光学效应,表现为各向同性介质在强激光的照射下出现光致各向异性,与介质的磁化无关<sup>[16]</sup>.IFE则起源于圆偏振抽运光在非吸收材料中产生的瞬态有效磁场,从而改变探测光的偏振方向<sup>[1,2,8,17]</sup>.

抽运-探测光谱技术被认为是研究光与物质相互作用的有效方法之一,它可以简单地描述为一个抽运脉冲调制了材料某一特性,另一个探测脉冲以抽运-探测的时间延迟为函数来取样这一特性所受到的调制.这一方法广泛地应用于半导体载流子的弛豫动力学<sup>[18,19]</sup>、磁性材料的自旋动力学<sup>[3-5]</sup>和金属中声子的产生与湮没<sup>[20]</sup>等方面的研究.对于磁光晶体,抽运脉冲所起的作用是诱导材料的瞬态极化和磁化.这种极化和磁化态的演化过程将改变探测脉冲的偏振态,因此只要分析探测脉冲的偏振态就

\* 国家自然科学基金(批准号:10774099,50772023)、上海市科学技术委员会应用基础研究计划(批准号:09530501100)、上海市高等学校特聘教授(东方学者)岗位计划、上海市重点学科建设基金(批准号:S30105)、国家光电子晶体材料工程技术研究中心基金(批准号:2005DC105003)和上海大学研究生创新基金(批准号:SHUCX102006)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: ghma@staff.shu.edu.cn

可以得到材料的极化和磁化特性.

铽镓石榴石 (TGG) 晶体具有大的磁光系数和高激光损伤阈值, 适合于光磁相互作用的研究. 本文研究了 TGG 晶体在不同椭圆偏振态的抽运光作用下, OKE 和 IFE 对探测光脉冲偏振态的影响. 从材料的顺磁特性出发, 简单阐述了 TGG 晶体中电子自旋弛豫时间与其他材料的异同. 研究表明, 探测光的旋转角信号和椭圆率信号随着激发光能量密度的增加呈线性增长. 这表明 TGG 晶体有望成为全光通信领域中超快全光磁开关的候选材料.

## 2. 实验描述

材料的极化和磁化响应是通过探测脉冲偏振态的改变所决定. 偏振态的改变由两个参量决定, 一是描述椭圆偏振面旋转方向及其大小的旋转角  $\theta$ , 二是由椭圆短轴  $b$  和长轴  $a$  之比所确定的椭圆率  $\eta$  ( $\tan\eta = b/a$ ), 如图 1 所示.

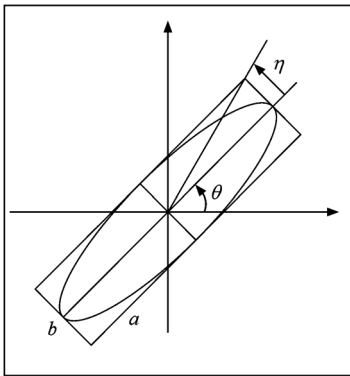


图 1 光的偏振特性示意图

时间分辨的旋转角信号的改变量  $\Delta I_\theta$  和椭圆率信号的改变量  $\Delta I_\eta$  可通过抽运-探测系统测量, 如图 2 所示. 来自钛宝石激光器的光脉冲宽度约为 120 fs, 中心波长为 800 nm, 脉冲的重复频率为 1 kHz. 抽运光与探测光的强度比大于 10, 且同时聚焦到样品的同一点, 抽运光光斑直径约为 200  $\mu\text{m}$ , 探测光光斑全部包含在抽运光光斑内. 通过改变入射抽运光束的线偏振面与  $\lambda/4$  波片快轴间的夹角  $\phi$ , 可以将抽运光连续地从线偏振态变化到任意椭圆偏振态和圆偏振态, 而探测光始终保持线偏振. 透射的探测光的旋转角信号的改变量  $\Delta I_\theta$  和椭圆率信号的改变量  $\Delta I_\eta$  由光电二极管组成的光学平衡桥测量. 在没有样品时, 将  $\lambda/2$  波片放置在格兰棱镜前, 并调整到使得光电二极管 D1 和 D2 上的光电流达到平衡. 那么, 在放置样品后的光电二极管的电流差就正比于  $\Delta I_\theta$ . 当用  $\lambda/4$  波片替代  $\lambda/2$  波片时, 就可以测量  $\Delta I_\eta$ , 此时  $\Delta I_\eta$  同样正比于光电二极管的电流差. 光电流差分输出信号由锁相放大器检测, 对抽运光使用 500 Hz 的斩波频率以提高信噪比.

## 3. 实验结果及讨论

不同椭圆偏振态的抽运光作用下, TGG 晶体的瞬态光诱导极化和磁化行为可以通过时间分辨的  $\Delta I_\theta$  和  $\Delta I_\eta$  得以观测, 所得结果如图 3 所示, 图中  $\phi$  为抽运光偏振面与  $\lambda/4$  波片快轴间的夹角. 此时抽运光的能量密度均为 12  $\text{mJ}/\text{cm}^2$ , 归一化后, 信号的半高全宽约为 500 fs.

对于 OKE 和 IFE, 都包含相干和非相干部分<sup>[21]</sup>. 对于相干部分而言, 抽运光激发相干电子-空穴对, 从而影响探测光偏振态, 相干效应依赖于探

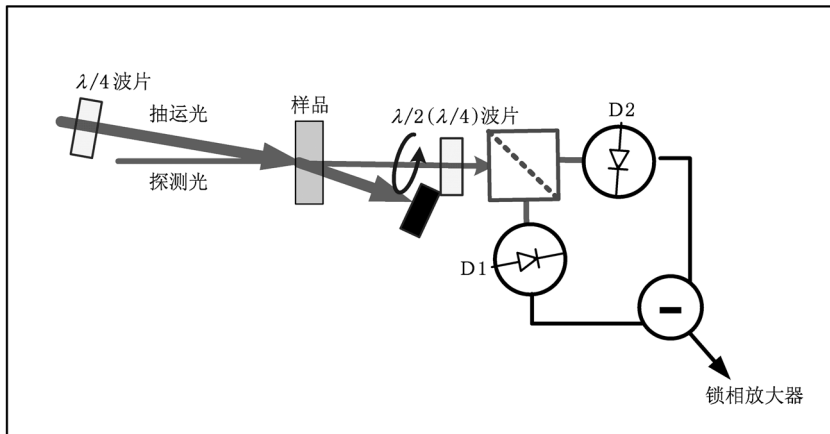


图 2 OKE 和 IFE 实验光路图

测光相对于电子-空穴对的相位差;而对于非相干部分而言,抽运-探测间的相对相位差显得不十分重要.就目前的研究对象而言,探测光偏振态的改变

是在电子-空穴退相之后,由抽运光诱导材料的极化或磁化所引起的.因此,我们所关注的是非相干部分.

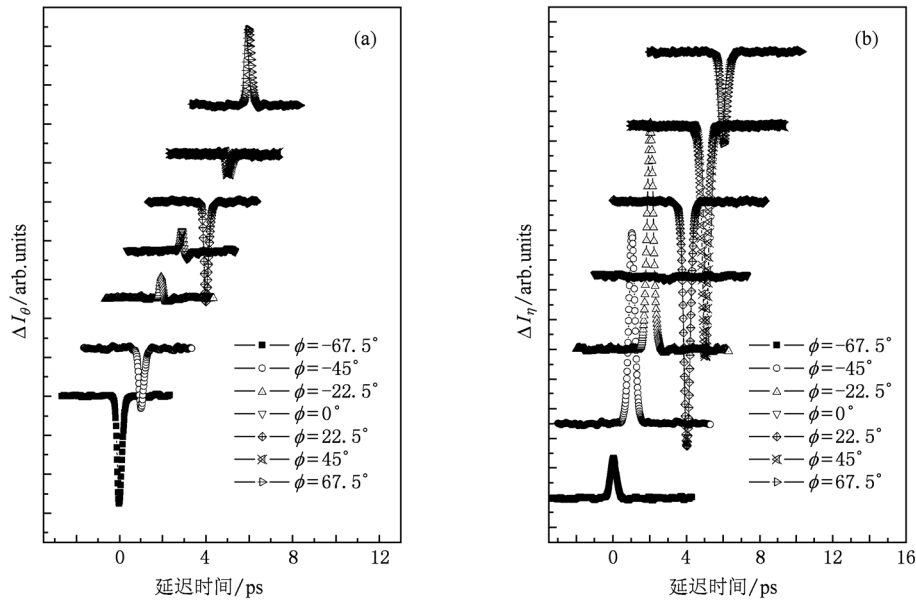


图3 不同偏振态抽运光诱导下的旋转角信号改变量  $\Delta I_\theta$  和椭圆率信号改变量  $\Delta I_\eta$ . 为了表示更清楚,图中曲线在水平和垂直方向都做了平移. (a)  $\Delta I_\theta$ , (b)  $\Delta I_\eta$

将图3中  $\Delta I_\theta$  和  $\Delta I_\eta$  的峰值强度分别记为  $\Delta I_{\theta, \max}$  和  $\Delta I_{\eta, \max}$ , 以  $\phi$  为函数作图,可以得到图4中的实验点.在连续波近似和近共轴近似下,  $\Delta I_{\theta, \max}$  和  $\Delta I_{\eta, \max}$  随  $\phi$  的变化关系可以表示为<sup>[22]</sup>

$$\begin{aligned} \Delta I_{\theta, \max} &= \frac{1}{2} \sin 4\phi \operatorname{Re} \left\{ -\frac{32\pi^2 I_{\text{pump}}}{c|1+n|^2} \left\{ \frac{\chi_{xxyy} + \chi_{xyyx}}{n(1-n^2)} \right\} \right\} \\ &\quad - \sin 2\phi \operatorname{Im} \left\{ -\frac{32\pi^2 I_{\text{pump}}}{c|1+n|^2} \left\{ \frac{\chi_{xxyy} - \chi_{xyyx}}{n(1-n^2)} \right\} \right\}, \\ \Delta I_{\eta, \max} &= \frac{1}{2} \sin 4\phi \operatorname{Im} \left\{ -\frac{32\pi^2 I_{\text{pump}}}{c|1+n|^2} \left\{ \frac{\chi_{xxyy} + \chi_{xyyx}}{n(1-n^2)} \right\} \right\} \\ &\quad + \sin 2\phi \operatorname{Re} \left\{ -\frac{32\pi^2 I_{\text{pump}}}{c|1+n|^2} \left\{ \frac{\chi_{xxyy} - \chi_{xyyx}}{n(1-n^2)} \right\} \right\}, \end{aligned} \quad (1)$$

其中  $I_{\text{pump}}$  是抽运光束的功率密度,  $n$  是材料的复折射率,  $c$  是光速,  $\chi_{xxyy}$  和  $\chi_{xyyx}$  是各向同性材料的极化率张量的非相干部分. (1) 式表明  $\Delta I_{\theta, \max}$  和  $\Delta I_{\eta, \max}$  由两部分贡献所决定, 等号右边的第一项和第二项分别代表 OKE 和 IFE 的贡献随  $\phi$  的变化情况. OKE 的贡献是以  $\pi/2$  为周期. 当  $\phi = \pm 22.5^\circ$ ,  $\pm 67.5^\circ$  时, OKE 的贡献最显著, 而当  $\phi = \pm 45^\circ$  或抽运光平行(或垂直)于探测光的偏振面时, OKE 的贡献为零. IFE 的贡献则是以  $\pi$  为周期, 即当抽运光是圆偏

振光时其贡献最显著, 当抽运光是线偏振光时 IFE 的贡献为零. 如果抽运光为任意椭圆偏振光时, OKE 和 IFE 的贡献将同时存在. 根据(1)式对实验数据进行拟合, 拟合后得到的结果如图4所示, 图中虚线和点线分别代表 IFE 和 OKE 各自的贡献随  $\phi$  的变化情况, 而实线代表两个贡献的叠加. 从而, 我们可以得到在任意椭圆偏振光诱导材料的双折射(或二向色性)时, OKE 和 IFE 各自所占的比重. 另外, 值得一提的是, 抽运光为圆偏振光时所诱导探测光的  $\Delta I_\theta$  ( $\Delta I_\eta$ ) 比抽运光为线偏振光(偏振面与探测光偏振面呈  $45^\circ$ ) 时大 10 倍以上.

由(1)式可知, 当抽运光为圆偏振光时, 仅有 IFE 对探测光的  $\Delta I_\theta$  和  $\Delta I_\eta$  存在影响. 能量密度相同, 旋向相反的抽运光诱导的  $\Delta I_\theta$  和  $\Delta I_\eta$  大小几乎相同, 但符号相反, 结果如图5(a)和(b)所示. 探测光的这一瞬时偏振态的改变, 起源于 IFE 所产生的瞬态有效磁场. 而这一有效场的方向取决于抽运光圆偏振态的旋向, 因此探测光偏振态改变量的方向取决于不同旋向的圆偏振抽运光.

由于  $\Delta I_\theta$  和  $\Delta I_\eta$  与圆偏振光激发电子的自旋极化相关<sup>[23,24]</sup>, 因此根据实验数据可以估算出光诱导电子自旋的弛豫时间, 从而量化这一光磁响应. 在

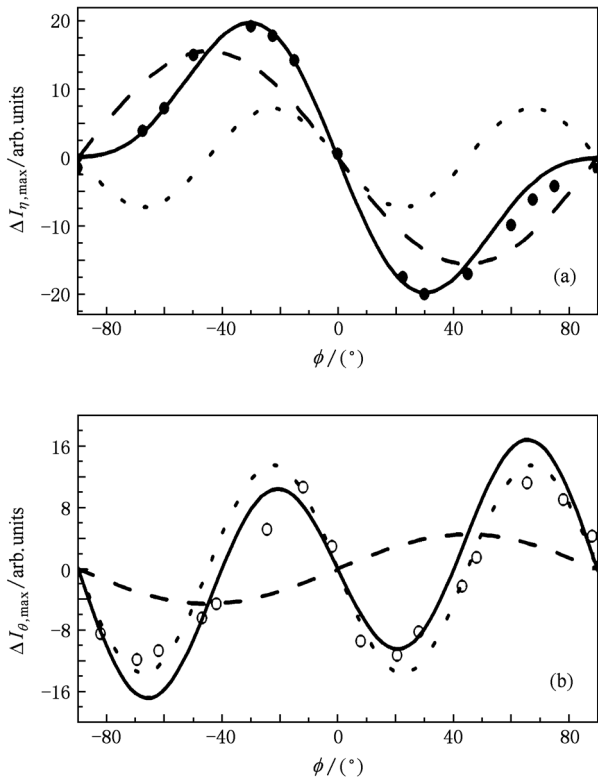


图4  $\Delta I_{\eta,\max}$  和  $\Delta I_{\theta,\max}$  随  $\phi$  的变化关系 实线是利用(1)式的拟合结果,虚线是 IFE 的拟合结果,点线是 OKE 的拟合结果.  
(a)  $\Delta I_{\eta,\max}$ , (b)  $\Delta I_{\theta,\max}$

TGG 晶体中,自旋弛豫时间远大于电子-空穴退相时间. 由于选用波长为 800 nm 的光激发,并没有激发带间的载流子跃迁,故不必考虑载流子的弛豫时间. 此外,实验中所使用抽运光脉冲和探测光脉冲都可以认为是高斯型脉冲,

$$I(t) \propto \frac{1}{\sqrt{2\pi}\omega} \exp\left(-\frac{t^2}{2\omega^2}\right), \quad (2)$$

其中  $\omega$  是脉冲宽度,激光脉冲的半高全宽为  $2\sqrt{2\ln 2}\omega$ , 相应自相关信号的半高全宽为  $4\sqrt{\ln 2}\omega$ . 根据以上条件和假设,  $\Delta I_{\theta}$  和  $\Delta I_{\eta}$  均可以表示为<sup>[25]</sup>

$$\Delta I_{\theta}(\Delta I_{\eta}) = A \exp\left(-\frac{t^2}{4\omega^2}\right) + \frac{B}{2} \exp\left(\frac{\omega^2}{\tau_s^2} - \frac{t}{\tau_s}\right) \times \left[1 - \operatorname{erf}\left(\frac{\omega}{\tau_s} - \frac{t}{2\omega}\right)\right], \quad (3)$$

其中  $t$  是抽运光脉冲与探测光脉冲间的延迟时间,  $\tau_s$  是电子自旋弛豫时间,高斯型脉冲的脉冲宽度  $\omega \approx 120$  fs,  $\operatorname{erf}\left(\frac{\omega}{\tau_s} - \frac{t}{2\omega}\right)$  是误差函数. (3) 式中等号右边第一项描述瞬时相干响应,第二项表示电子自旋的贡献,它与 IFE 诱导的  $\tau_s$  相关,系数  $A$  和  $B$  分别反映了这两项贡献的大小. 利用(3)式对实验数据进行拟合(如图 5 中的实线所示),可以估计顺磁性磁光晶体 TGG 中的电子自旋弛豫时间  $\tau_s \approx (60 \pm 30)$  fs. 这与铁磁材料十几皮秒甚至几十皮秒的自

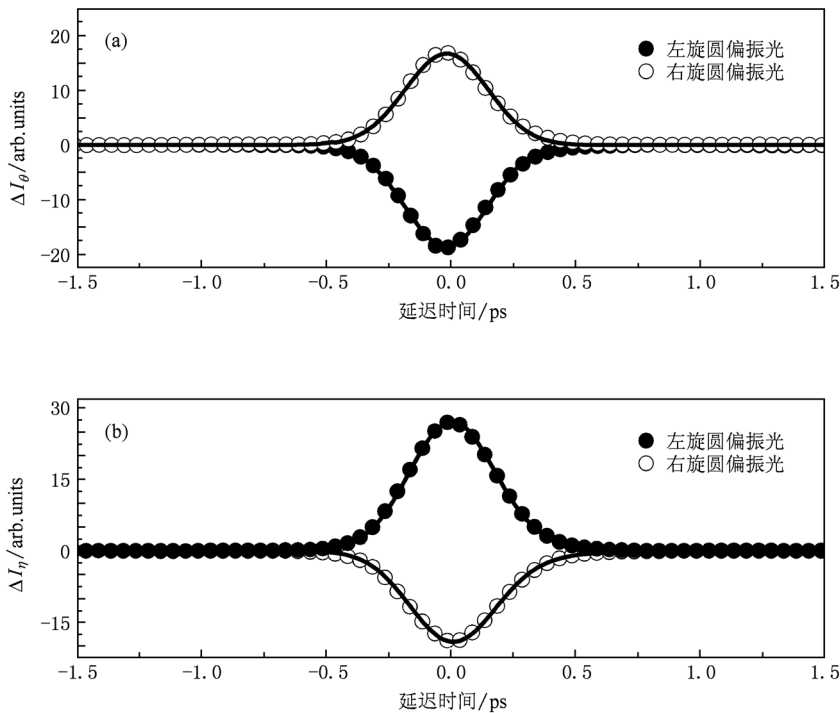


图5 旋性相反的圆偏振抽运光诱导的  $\Delta I_{\theta}$  和  $\Delta I_{\eta}$  (a)  $\Delta I_{\theta}$ , (b)  $\Delta I_{\eta}$

旋弛豫时间<sup>[3-5]</sup>完全不同. 而与 Cu<sup>[23]</sup>, Ag<sup>[24]</sup>, Ni<sup>[22,26]</sup>等金属材料 and R<sub>2</sub>CuO<sub>4</sub><sup>[25]</sup>, NiO<sup>[11]</sup>中的电子自旋弛豫时间为同一数量级. 因此, 光诱导磁化响应强烈地依赖于材料本身的特性. 在磁光晶体 TGG 中, Tb<sup>3+</sup> 离子 4f<sup>8</sup> 到 4f<sup>7</sup>5d 的跃迁显示出了极强的顺磁性. 根据顺磁性材料的特点, 只有在磁场作用下才会产生与外磁场方向一致的磁化强度. 由于圆偏振抽运光所产生的有效磁脉冲宽度与飞秒激光脉冲宽度相当<sup>[8]</sup>, 因此顺磁性材料的自旋弛豫时间相当短, 在几十飞秒左右.

如图 6 所示, 当圆偏振抽运光脉冲能量密度从 12 mJ/cm<sup>2</sup> 增加到 60 mJ/cm<sup>2</sup> 时, TGG 晶体中的  $\Delta I_{\theta, \max}$  和  $\Delta I_{\eta, \max}$  呈线性增长. 在激光损伤阈值范围内, 没有发现饱和现象. 这与 20 nm 厚的 GdFeCo 薄

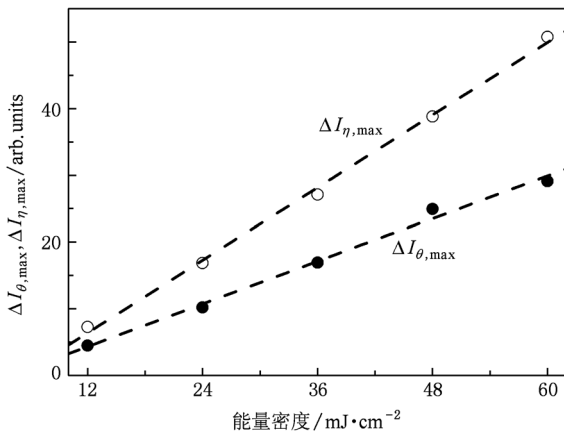


图 6  $\Delta I_{\theta, \max}$  和  $\Delta I_{\eta, \max}$  随右旋圆偏振抽运光脉冲能量密度的变化

膜中发现的磁化翻转仅存在于一个很窄的激光强度范围的结果不同<sup>[9]</sup>.  $\Delta I_{\theta, \max}$  和  $\Delta I_{\eta, \max}$  的大小与圆偏振抽运光诱导的瞬态有效磁化强度  $M$  成正比<sup>[1,2]</sup>, 即

$$\Delta I_{\theta, \max} (\Delta I_{\eta, \max}) \propto M = \lambda V (2\pi cn)^{-1} \{I_R - I_L\}, \quad (4)$$

其中  $I_R$  和  $I_L$  是偏振抽运光的右旋和左旋分量的能量密度,  $\lambda$  为激光波长,  $V$  是费尔德系数. 室温下, 在激光波长  $\lambda = 800$  nm 时, TGG 晶体的费尔德系数和折射率分别为  $V \approx -80$  rad/Tm,  $n = 1.95$ . 对于圆偏振光而言, 如果能量密度达到  $I_0 \approx 3.8 \times 10^{12}$  W/m<sup>2</sup>, 可以估算由 IFE 诱导的有效磁化强度  $M \approx 2.1 \times 10^{-2}$  A/m.

#### 4. 结 论

应用飞秒时间分辨抽运-探测光谱技术, 研究了磁光晶体 TGG 在飞秒激光脉冲诱导下的磁化响应. 分析了在任意椭圆偏振态的抽运光激发下, OKE 和 IFE 在影响探测光偏振态中各自所占的比重. 当仅存 IFE 时, 通过旋向相反的圆偏振抽运光, 得到变化方向相反的旋转角信号和椭圆率信号. 这是由于圆偏振光在 TGG 晶体中产生的瞬态有效磁场的方向依赖于圆偏振抽运光的旋向所致. TGG 晶体的顺磁特性决定了其几十飞秒的自旋弛豫时间, 探测光旋转角信号和椭圆率信号的半高全宽均约为 500 fs, 其强度随着抽运光脉冲能量密度的增加呈线性增长. 研究结果表明, TGG 晶体有望成为全光通信系统中超快全光磁开关的候选材料.

[1] Van der Ziel J P, Pershan P S, Malmstrom L D 1965 *Phys. Rev. Lett.* **15** 190  
 [2] Pershan P S, Van der Ziel J P, Malmstrom L D 1966 *Phys. Rev.* **143** 574  
 [3] Beaupaire E, Merle J C, Daunois A, Bigot J Y 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 4250  
 [4] Koopmans B, van Kampen M, Kohlhepp J T, de Jonge W J M 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 844  
 [5] Stanciu C D, Hansteen F, Kimel A V, Kirilyuk A, Tsukamoto A, Itoh A, Rasing T 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 047601  
 [6] Gao R X, Xu Z, Chen D X, Xu C D, Chen Z F, Liu X D, Zhou S M, Lai T S 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 580 (in Chinese) [高瑞鑫, 徐振, 陈达鑫, 徐初东, 陈志峰, 刘晓东, 周仕明, 赖天树 2009 物理学报 **58** 580]

[7] Xu C D, Chen Z F, Chen D X, Zhou S M, Lai T S 2010 *Appl. Phys. Lett.* **96** 092514  
 [8] Kimel A V, Kirilyuk A, Usachev P A, Pisarev R V, Balbashov A M, Rasing T 2005 *Nature* **435** 655  
 [9] Vahaplar K, Kalashnikova A M, Kimel A V, Hinzke D, Nowak U, Chantrell R, Tsukamoto A, Itoh A, Kirilyuk A, Rasing T 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 117201  
 [10] Reid A H M, Kimel A V, Kirilyuk A, Gregg J F, Rasing T 2010 *Phys. Rev. B* **81** 104404  
 [11] Satoh T, Cho S, Shimura T, Kuroda K, Ueda H, Ueda Y, Fiebig M 2010 *J. Opt. Soc. Am. B* **27** 1421  
 [12] Satoh T, Cho S, Iida R, Shimura T, Kuroda K, Ueda H, Ueda Y, Ivanov B A, Nori F, Fiebig M 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 077402

- [13] Bigot J Y, Vomir M, Beaurepaire E 2009 *Nat. Phys.* **5** 515
- [14] Zhang G P, Hübner W, Lefkidis G, Bai Y, George T F 2009 *Nat. Phys.* **5** 499
- [15] Jin Z M, Ma H, Wang L H, Ma G H, Guo F Y, Chen J Z 2010 *Appl. Phys. Lett.* **96** 201108
- [16] Ma G, He J, Tang S 2003 *Phys. Lett. A* **306** 348
- [17] Chen D X, Chen Z F, Xu C D, Lai T S 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 7362 (in Chinese) [陈达鑫、陈志峰、徐初东、赖天树 2010 物理学报 **59** 7362]
- [18] Jin Z M, Ma H, Li D, Ma G H 2009 *Acta Opt. Sin.* **29** 2343 (in Chinese) [金钻明、马红、李栋、马国宏 2009 光学学报 **29** 2343]
- [19] Ma H, Ma G H, Wang W J, Gao X X, Ma H L 2008 *Chin. Phys. B* **17** 1280
- [20] Muneaki H, Kunie I, Jure D, Kiminori U, Masahiro K 2005 *Phys. Rev. B* **71** 184301
- [21] Svirko Y P, Zheludev N I 1994 *J. Opt. Soc. Am. B* **11** 1388
- [22] Wilks R, Hicken R J, Ali M, Hickey B J, Buchanan J D R, Pym A T G, Tanner B K 2004 *J. Appl. Phys.* **95** 7441
- [23] Kruglyak V V, Hicken R J, Ali M, Hickey B J, Pym A T G, Tanner B K 2005 *Phys. Rev. B* **71** 233104
- [24] Zheludev N I, Bennett P J, Loh H, Popov S V, Shatwell I R, Svirko Y P, Gusev V E, Kamalov V F, Slobodchikov E V 1995 *Opt. Lett.* **20** 1368
- [25] Pavlov V V, Pisarev R V, Gridnev V N, Zhukov E A, Yakovlev D R, Bayer M 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 047403
- [26] Bennett P J, Albanis V, Svirko Y P, Zheludev N I 1999 *Opt. Lett.* **24** 1373

## Femtosecond photoinduced magnetization of terbium gallium garnet crystal<sup>\*</sup>

Jin Zuan-Ming<sup>1)</sup> Guo Fei-Yun<sup>2)</sup> Ma Hong<sup>1)</sup> Wang Li-Hua<sup>1)</sup> Ma Guo-Hong<sup>1)†</sup> Chen Jian-Zhong<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>(Department of Physics, Shanghai University, Shanghai 200444, China)

<sup>2)</sup>(College of Chemistry and Chemistry Engineering, Fuzhou University, Fuzhou 350002, China)

(Received 28 September 2010; revised manuscript received 29 January 2011)

### Abstract

The photoinduced magnetization in magneto-optical crystal terbium gallium garnet (TGG) is investigated by time-resolved pump-probe spectroscopy. When the pump pulse is elliptically polarized, the rotation signal and the ellipticity signal of the probe pulse are observed at zero time delay, resulting from the optical Kerr effect and the inverse Faraday effect. The direction of the effective magnetic field is dominated by the helicity of the pump pulse, so the rotation signal and the ellipticity signal of the probe pulse can be triggered selectively by modifying the helicity of the pump pulse. The full widths at half maximum of the rotation signal and the ellipticity signal both can be as fast as about 500 fs, which indicates that TGG crystal is expected to be a candidate material of ultrafast all-optical magnetic switching.

**Keywords:** terbium gallium garnet, pump-probe spectroscopy, inverse Faraday effect

**PACS:** 78.20.Ls, 78.47.J-, 75.78.Jp

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10774099, 50772023), the Applied Basic Research Program of the Science and Technology Committee of Shanghai, China (Grant No. 09530501100), the Program for Professor of a Special Appointment (Eastern Scholar) in Institution of Higher Education of Shanghai, China, the Foundation of Priority Academic Discipline of Shanghai, China (Grant No. S30105), the Foundation of National Photonic Crystal Materials Engineering and Technology Research Centre, China (Grant No. 2005DC105003) and the Innovation Foundation for the Graduate Student of Shanghai University, China (Grant No. SHUCX102006).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: ghma@staff.shu.edu.cn