

# GaAs 中瞬态二波耦合及其光的偏振——一种实现 红外 ps 光开关的新途径

毛宏伟 刘一先 李富铭

(复旦大学物理系, 200433)

余文炎 邓锡铭

(中国科学院上海光机所, 201800)

**提要:** 测量了瞬态二波耦合增益随泵浦光与探测光相对延迟改变而变化的曲线, 并分析了瞬态二波耦合中各种过程的特性。预计并观察到了耦合光偏振的改变, 证明了 ps 脉冲二波耦合是一种实现 ps 光开关的新途径。

**关键词:** 光折变, 二波耦合, 光开关

## Transient two-wave coupling in GaAs and polarization of light beam ——A new way to realize ps optical switching in IR region

*Mao Hongwei, Liu Yixian, Li Fuming*

(Department of Physics, Fudan University, Shanghai)

*Yu Wengyan, Deng Ximing*

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai)

**Abstract:** Transient two-wave coupling gain versus delay time between the pump beam and the probe beam in GaAs has been measured, and the properties of various processes in two-wave coupling are analyzed. A change in the polarization of coupling beam is predicted and has been observed. It has been shown that ps two-wave coupling is a new way to realize ps optical switching.

**Key words:** photorefractive, two-beam coupling, optical switch

近年来 GaAs 的光折变特性的研究受到了国际上普遍的重视<sup>[1~5]</sup>, 原因是 GaAs 是一种较理想的红外电光晶体, 且有很大的电子迁移率, 其响应时间能达到 ps 的量级。

本文将报道两部分工作: 前一部分是有关 GaAs 中 ps 二波耦合的各种过程的动态特性, 发现由光折变 (PR) 效应引起的光放大率在泵浦强度增强至一定数值时会出现饱和, 且 PR 效应具有 ps 的时间响应; 后一部分则是研究耦合光的偏振特性及二波耦合 ps 光开关。

### 一、GaAs 中 ps 二波耦合的动态特性

#### 1. 实验装置

由一台主被动锁模 Nd<sup>3+</sup>:YAG 激光器输出的 35 ps 的单脉冲光经过分束镜 S<sub>1</sub> 后分成两

路：一路作为探测光经光学延迟线、 $M_3$ 、 $M_4$  射至样品SAM；另一路则作为泵浦光经  $M_1$ 、 $M_2$  和  $M_5$  后再至样品。调节相应反射镜使泵浦光与探测光在 GaAs 样品体内重合。光学延迟线由步进马达驱动。在光路中加入一些光阑  $H_{1-3}$  使入射样品的光斑尽量均匀。探测光的透射信号由光电探测器接收，经 Boxcar 处理输至  $x-y$  记录仪。实验中所采用的样品为非掺杂的 GaAs，通光面为  $\langle 110 \rangle$  面，样品在通光方向上厚度为 2mm。

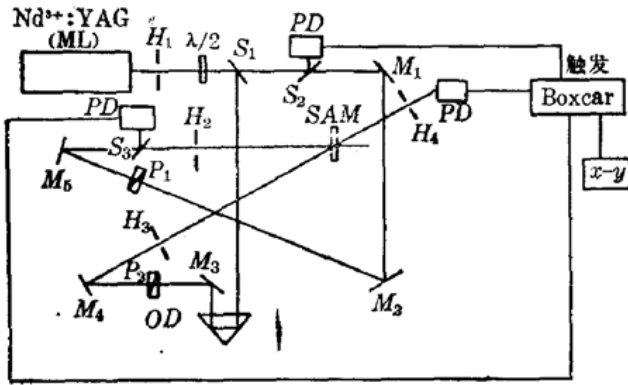


图1 实验装置图

$H_{1-4}$ —光阑； $S_{1-3}$ —分束镜； $\lambda/2$ —半波片； $P_{1-2}$ —偏振棱镜； $M_{1-5}$ —1.06  $\mu\text{m}$  全反镜；OD—光学延迟线

调节相应反射镜使泵浦光与探测光在 GaAs 样品体内重合。光学延迟线由步进马达驱动。在光路中加入一些光阑  $H_{1-3}$  使入射样品的光斑尽量均匀。探测光的透射信号由光电探测器接收，经 Boxcar 处理输至  $x-y$  记录仪。实验中所采用的样品为非掺杂的 GaAs，通光面为  $\langle 110 \rangle$  面，样品在通光方向上厚度为 2mm。

### 2. 实验结果及讨论

首先我们定义一个量：

$$\Delta T/T = [T_{\text{有泵浦}} - T_{\text{无泵浦}}] / T_{\text{无泵浦}} \quad (1)$$

其中  $T$  为探测光的透射光强。

我们知道非线性极化矢量  $P^{NL}$  沿光场方向单位体积的辐射功率为  $E_2 \cdot \partial P^{NL} / \partial t$ ，而对于光折变效应有如下一个关系式：

$$P^{NL} \propto \hat{\epsilon}_0 \epsilon_w (\tilde{R} \cdot K) \cdot \epsilon_w \phi \cdot \hat{e}_2 E_2 / 2 \quad (2)$$

其中  $\tilde{R}$  为 GaAs 的三阶电光张量， $K$  为光栅的波矢， $\epsilon_0$  为真空中的介电常数， $\epsilon_w$  为媒质中的介电函数， $\hat{e}_2$  为探测光光场的单位矢量，而  $E_2$  为探测光所对应的电场， $\phi$  为空间电荷场的电势<sup>[7]</sup>。因此当晶体绕法线转过  $180^\circ$  反向后， $P^{NL}$  也反向，这样  $E_2 \cdot \partial P^{NL} / \partial t$  就出现反号。

在实验中我们发现在 GaAs 中的 ps 二波耦合过程是一个比较复杂的过程，除了光折变效应引起能量转移以外，还有瞬态自由载流子光栅也引起能量转移，另外还有感应吸收及自由载流子吸收等，但是其中除了光折变效应以外，其它效应都与晶体取向无关。因此我们可以将晶体在正向条件下（晶体正向是指 PR 效应引起的能量转移是从强的泵浦光到弱的探测光时的晶体取向，反之则称为晶体反向）测得的  $\Delta T^{(+)} / T$ （见图 2(a)）值减去相应反向条件下的  $\Delta T^{(-)} / T$ （见图 2(b)）值就可得到二倍的由 PR 效应引起的相应值  $\Delta T / T^*$ 。从而得出  $\Delta T / T^*$  值随  $\tau$  而变的曲线（图 2）。

若 PR 的响应时间远小于激光的相干时间  $\tau_c$ ，则  $\Delta T / T^*$  应给出场自相关函数平方的轮廓；若 PR 效应的响应时间远大于泵浦光的脉宽则采用 ps 光脉冲激发时不应有 PR 效应出现，因此我们可以由此推断 PR 响应时间为 ps 量级。

由图 2(c) 可见，在强泵浦条件下，在接近于零延迟的一段，曲线呈平台状，这时由 PR 效应引起的  $\Delta T / T^*$  值出现饱和（饱和值  $(\Delta T / T^*)_s = 54\%$ ）。

晶体在正向条件下，瞬态载流子光栅与 PR 光栅引起的能量转移都是从强的泵浦光转移到弱的探测光；相反时，PR 光栅引起的能量转移则从弱的探测光转移到强的泵浦光。由图 2 可见即使在晶体反向条件下  $\Delta T / T^{(-)}$  并不为负这说明瞬态自由载流子光栅引起的能量转移，在我们实验条件下是相当可观的，由其引起的  $\Delta T / T$  可以超过 100%。瞬态自由载流子光栅引起的能量转移与晶体取向无关<sup>[8]</sup>，总是从强的泵浦光转移到弱的探测光上来，而且能量转移量与泵浦光和探测光的强度差成正比。由图可见当泵浦强度较弱时， $\Delta T / T \sim \tau$  只有一个峰；

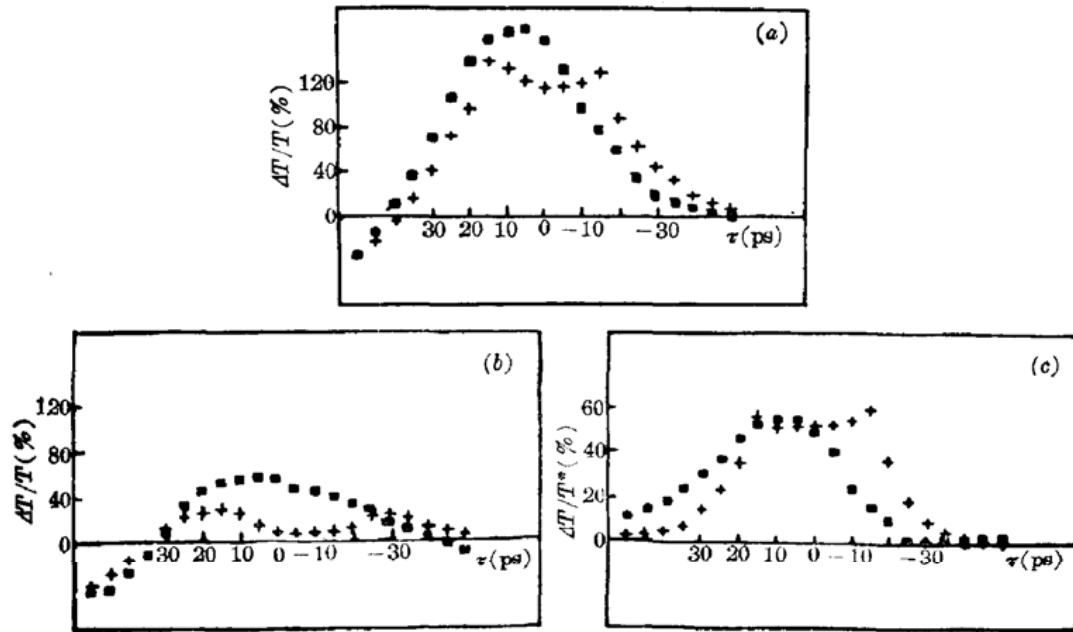


图 2

(a) 晶体在正向条件下的  $\Delta T/T \sim \tau$  变化曲线; (b) 在反向条件下的  $\Delta T/T \sim \tau$  变化曲线; (c) 由 PR 效应引起的  $\Delta T/T \sim \tau$  变化曲线(光栅常数  $\Lambda = 3 \mu\text{m}$ , 泵浦光对探测光的强度比  $\beta = 68$ )

■——泵浦强度为  $1.63 \text{ mJ/cm}^2$ ; +——泵浦强度为  $2.27 \text{ mJ/cm}^2$

而当泵浦强度增强时,在  $\tau$  接近零的一段出现凹陷从而呈现两个峰,我们发现当泵浦强度再进一步增强时,两峰的间隔越来越大。对于这个现象我们认为是感应吸收增强引起的,当然也有部分贡献来自自由载流子吸收。以前在  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$  中也观察到了这种感应吸收增强现象<sup>[6]</sup>。至于  $\tau > 30 \text{ ps}$  的一段则主要是自由载流子吸收引起的。

## 二、耦合光的偏振特性

二波耦合过程是一个光栅自衍射过程,而 PR 光栅是张量光栅光经其衍射后偏振会发生旋转,据此就有可能制成 ps 响应的红外光开关。

实验所采用的装置与前面相同,只是需在接收探测光的光电二极管前面加入一个检偏镜。我们定义开关比为

$$\gamma = I_{T \text{ 有泵光}} / I_{T \text{ 无泵光}} \quad (3)$$

其中  $I_T$  是指经检偏镜后光电探测器测到的光强。我们测量了在不同晶体取向下开关比  $\gamma$  随  $\theta$  角改变的曲线。此处  $\theta$  角为检偏镜的偏振方向与探测光入射样品前的偏振方向的夹角。

由图 3 可见在不同的晶体取向下,在  $\theta = 0^\circ$  处,  $\gamma$  都接近于 1; 当  $\theta = 90^\circ$  时,  $\gamma$  达到最大,  $\gamma$  的最大值因晶体取向的不同而异。由于耦合过来的光其偏振方向发生了旋转,所以当  $\theta = 0^\circ$  时,探测到的是探测光的透射信号而不包含从强泵浦光耦合过来的信号,所以  $\gamma$  为 1。同理当  $\theta = 90^\circ$  时,  $\gamma$  获得最大。至于不同晶体取向下  $\gamma_{\text{max}}$  的不同则主要是由于 PR 效应与晶体取向有关引起的。

由上分析我们认为利用 GaAs 二波耦合实现红外 ps 量级的光开关是可行的。有待解决的问题是光经过 GaAs 样品后的退偏振问题。估计,合适地选取光的入射方向也许可以解决

退偏振这一困难。至于光开关的高透过问题则可以通过适当选取光栅常数、泵浦光对探测光的强度比、晶体取向、晶体尺寸等提高二波耦合的放大倍数来获得。

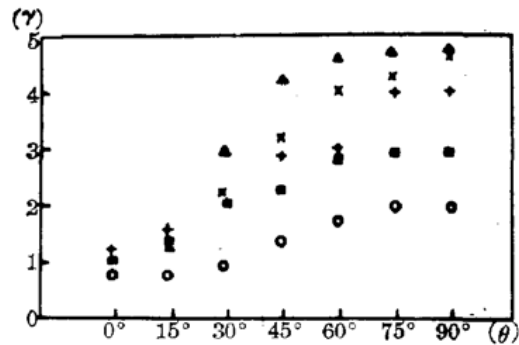


图3 在不同晶体取向下,  $\gamma$  与  $\theta$  的变化关系

泵浦强度为  $0.48 \text{ mJ/cm}^2$ ; 光栅常数  $\Delta = 3 \mu\text{m}$ , 光强比  $\beta = 25$ ,  $\blacktriangle - \varphi = 0^\circ$ ,  $\times - \varphi = 20^\circ$ ;  $+- \varphi = 75^\circ$ ;  $\blacksquare - \varphi = -35^\circ$ ;  $\circ - \varphi = -70^\circ$  ( $\varphi$  为晶体绕法线旋转后,  $\langle 111 \rangle$  晶向与水平方向的夹角)

### 三、结 论

总结上面的实验结果我们得到以下结论: (1) PR 效应的响应时间在 ps 量级范围之内。(2) PR 效应在强泵浦条件下会出现饱和,  $(\Delta T/T)_s = 54\%$ 。(3) 在 GaAs 的瞬态二波耦合中, 除 PR 效应外还有瞬态自由载流子光栅、感应吸收以及自由载流子吸收等过程相伴随。(4) 利用 GaAs 中 ps 脉冲二波耦合可以实现红外 ps 量级的光开关。

### 参 考 文 献

- 1 M. B. Klein, *Opt. Lett.*, **9**, 350(1984)
- 2 Giovanni Albanese *et al.*, *Opt. Lett.*, **11**, 650(1986)
- 3 Poch Yeh *J. Opt. Soc. Am.*, **B14**(9), 1382(1987)
- 4 Jayant Kumar *et al.*, *Opt. Commun.*, **63**(3), 191(1987)
- 5 George C. Valley *et al.*, *Opt. Lett.*, **11**(10), 647(1986)
- 6 Che-Tsung Chen, *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-16**(2), 126(1980)
- 7 Jack Feinberg *et al.*, *J. Appl. Phys.*, **51**(3), 1297(1980)
- 8 V. L. Vinetskii *et al.*, *Sov. J. Quant. Electr.*, **7**(2), 230(1977)