

## 全光固体条纹相机的理论及其静态实验研究\*

梁玲亮<sup>1)2)3)†</sup> 田进寿<sup>1)</sup> 汪韬<sup>1)</sup> 李福利<sup>3)</sup> 高贵龙<sup>1)2)3)</sup> 王俊锋<sup>1)</sup>  
 王超<sup>1)</sup> 卢裕<sup>1)</sup> 徐向晏<sup>1)</sup> 曹希斌<sup>1)</sup> 温文龙<sup>1)</sup>  
 辛丽伟<sup>1)</sup> 刘虎林<sup>1)</sup> 王兴<sup>1)</sup>

1)(中科院西安光学精密机械研究所, 瞬态光学与光子学国家重点实验室, 西安 710119)

2)(中国科学院大学, 北京 100039)

3)(西安交通大学理学院物理系, 西安 710049)

(2013年10月11日收到; 2013年11月18日收到修改稿)

全光固体条纹相机采用空间调制抽运光激发平板波导光偏转器, 通过精确控制抽运光和信号光之间的时间延迟, 实现对入射到波导芯层信号光的偏转扫描. 它能有效解决传统变像管条纹相机因空间电荷效应造成的动态范围降低以及光电阴极材料在红外波段探测受限等问题, 且结构简单, 系统稳定性高, 理论时间分辨率可达皮秒甚至亚皮秒量级. 本文围绕全光固体条纹相机的核心部件—— $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  平板波导光偏转器, 研究了在带填充效应、带隙收缩效应以及自由载流子吸收效应作用下 GaAs 折射率的变化情况; 在 GaAs 折射率变化达到 0.01 量级, 信号光束斑大小和波导宽度之比  $p = 0.5$  时, 得到系统的理论时间分辨率为 2 ps; 按照静态实验条件求得理论空间分辨率为 17 lp/mm, 实验结果显示其值为 9 lp/mm.

**关键词:** 全光固体条纹相机, 光偏转器, 空间分辨率, 时间分辨率

**PACS:** 07.07.Hj, 42.30.-d, 02.60.-x

**DOI:** 10.7498/aps.63.060702

## 1 引言

变像管条纹相机<sup>[1-3]</sup>作为高时空分辨率的超快现象线性诊断工具, 在时间分辨的超快现象研究中发挥着难以替代的作用. 它主要基于光电转换和电子束偏转扫描机制, 因而空间电荷效应成为制约变像管条纹相机性能进一步提升的一个重要因素, 使其很难同时具备大动态范围和高时间分辨率. 基于直接对光束偏转的机制<sup>[4-6]</sup>, 全光固体条纹相机彻底消除了变像管条纹相机中的空间电荷效应, 使有可能获得同时具备高时间分辨率和大动态范围的条纹相机装置. 另外, 全光固体条纹相机的核心部件——光偏转扫描器的材料选择范围大, 可以根据探测信号的波段选择合适的材料, 这可以有效解决变像管条纹相机因为光电阴极材料的限制而在

红外波段探测受限的问题. 以 GaAs 材料为例, 它对于 0.8—25  $\mu\text{m}$  的光透射率在 55% 以上, 还有包括 InSb, CdS, CdTe 在内的很多应用成熟的半导体材料在红外波段都有很好的透过率, 均可用于红外信号光探测的扫描偏转器材料. 且全光固体条纹相机就其结构本身而言也有着变像管条纹相机不具备的优点: 一方面, 全光固体条纹相机工作介质均为固体材料, 可靠性高; 另一方面, 它无需在真空条件下工作, 系统的稳定性好体积也要小很多.

传统超快光信号测量技术主要有相关测量法<sup>[7-10]</sup>、高速光示波器<sup>[11]</sup>, 以及变像管条纹相机等. 其中, 相关测量技术目前可以获得的最高时间分辨可以达到 fs 量级, 但其可探测信号波段范围却受到非线性介质材料在某些波段下极化率不高的影响, 记录时长也仅有几个 ps; 变像管条纹相机的理论极限时间分辨率为 10 fs, 但当其时间分辨率达

\* 国家自然科学基金 (批准号: 11274377, 61176006) 和财政部重大科研装备仪器项目 (高性能条纹相机的研制) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: lianglingliang@opt.cn

到 ps 量级后,就很难同时再具备大的动态范围<sup>[12]</sup>.随着光学脉冲压缩技术及相关光学应用技术的日臻成熟,使得人们对具备更高综合性能的超快诊断技术设备的需求更为迫切,特别是对微观尺度、超快、高能量、高强度等领域的研究更离不开相应探测诊断技术的支持,而传统的超快诊断技术却不能满足同时具备更高时间分辨率、大动态范围以及长时间跨度的测量要求.这就使得人们除了对传统的超快诊断技术继续进行优化外,更要在诊断技术手段的机制创新方面做出相应的探索和努力.

随着光调制技术、全光通信的发展,各种快速光偏转器件日益成熟.有研究指出,可以采用高速电光、全光偏转器直接对光束进行偏转扫描来取代传统变像管条纹相机的电子束扫描方式.正是基于此,Chris 和 John<sup>[6]</sup>在 2010 年提出了偏转编码记录下的锯齿状光照方式 (serrated light illumination for deflection-encoded recording, SLIDER),并将其运用于全光固体条纹相机系统,在实验上首次获得了 ps 量级的时间分辨率.全光固体条纹相机在实现 ps 量级时间分辨率、几百个皮秒可测量时间跨度以及大动态范围具有很大的潜力.该小组又于 2012 年报道了利用马赫曾德干涉技术在平面波导中实现对超快光信号的时空间分布转换的新方法<sup>[13]</sup>.而基于双色场抽运探测的阿秒条纹相机技术更将超快探测尺度提升到阿秒量级<sup>[14]</sup>.超快诊断技术的发展、革新必将加速人类对于微观瞬态世界的认识,推动科学社会进步.

当今,成熟的变像管条纹相机技术空间分辨率都在 25 lp/mm 以上,甚至可以达到 40 lp/mm 以上.条纹相机空间分辨能力直接决定其时间分辨特性的好坏.但 Chris 小组对于全光固体条纹相机系统的静态空间分辨特性并没有给予详细的讨论.

本文围绕基于  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  平板波导光偏转器的全光固体条纹相机系统,研究在带填充效应、带隙收缩效应和自由载流子吸收效应共同作用下 GaAs 的折射率变化情况;在此基础上,分析影响全光固体条纹相机系统时空分辨特性的因素;最后给出具体的静态实验方案,得到实验相应的空间分辨率.

## 2 理论研究

### 2.1 全光固体条纹相机的工作过程

图 1 所示为全光固体条纹相机系统的基本组成,主要有:信号光输入耦合系统;光偏转器;信号光输出耦合与聚焦系统;大动态读出系统;抽运光系统以及控制和信息处理系统.其中光偏转器是一平板光波导,并在波导的上包覆层表面通过光刻等方式形成了一层锯齿状的金属掩膜,用于对抽运光进行空间调制.抽运光激发波导扫描器,在光照区域将产生非平衡自由载流子,通过带填充效应 (bandfilling effect)、带隙收缩效应 (band-gap shrinkage)、自由载流子吸收效应 (free-carrier absorption) 诱导该区域的折射率发生变化,形成折射率棱镜阵列.

当待测信号光脉冲全部耦合进入光波导偏转器时,抽运光对光偏转器激发,在波导芯层迅速形成折射率棱镜阵列.这样先进入波导的信号光前沿部分通过的折射率棱镜数量少,光偏折角度小,从光波导出射后经过聚焦将到达记录系统屏幕的最左侧(如图 1 所示),而后进入的信号光后沿经过的棱镜数目多,偏折角度大,最终会到达记录屏幕的最右侧.这样,信号光脉冲前后各部分经光偏转器

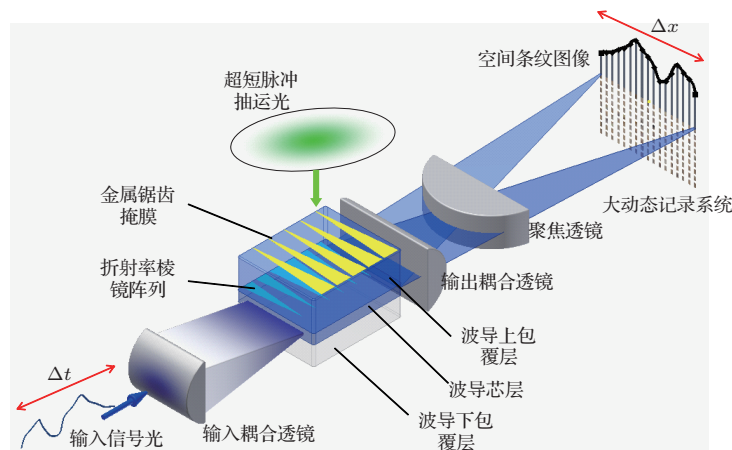


图 1 全光固体条纹相机系统

扫描后在记录系统上将依时间先后出现由左至右排列的空间条纹图像,从而完成信号光从时域分布向空间分布的转化. 由于信号光脉冲前后各部分经历的棱镜数目与其前后时间成线性关系,则信号光脉冲前后各部分的空间偏转量就与其前后时间成正比,可见这种时间域到空间域的转化是线性的.

## 2.2 全光固体条纹相机的偏转扫描器

光偏转扫描器采用  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  平板波导结构,  $x$  代表 Al 原子的组分. 调节 Al 的组分可以改变折射率形成光波导,实现对光束和载流子的有效约束. 在平板波导上包覆层表面利用光刻等形成一个锯齿状的掩膜,对抽运光进行空间调制. 这样未被锯齿遮挡的波导材料部分在抽运光照射下通过光注入方式产生非平衡载流子并在波导芯层材料中诱导折射率变化,而被锯齿覆盖下的材料则不会受到抽运光影响,折射率不改变这样就形成了棱镜阵列.

抽运光激发材料形成折射率棱镜阵列首先是通过光激发材料产生非平衡自由载流子,也即光注入载流子;之后通过带填充效应、带隙收缩效应和自由载流子吸收效应在材料中诱导折射率变化. 常通过光注入或电注入方式在材料中引入非平衡自由载流子. 由带填充效应、带隙收缩效应和自由载流子吸收效应引起的折射率变化  $\Delta n_F$ ,  $\Delta n_S$ ,  $\Delta n_A$  分别表示为<sup>[15]</sup>

$$\begin{aligned} \Delta n_F(N_e, N_h, E) &= \frac{c\hbar}{\pi} P \int_0^\infty \frac{\Delta\alpha_F(N_e, N_h, E')}{E'^2 - E^2} dE', \quad (1a) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Delta n_S(N_e, N_h, E) &= \frac{c\hbar}{\pi} P \int_0^\infty \frac{\Delta\alpha_S(N_e, N_h, E')}{E'^2 - E^2} dE', \quad (1b) \end{aligned}$$

$$\Delta n_A = -\left(\frac{e^2\lambda^2}{8\pi^2c^2\varepsilon_0n}\right)\left(\frac{N_e}{m_e} + \frac{N_h}{m_h}\right), \quad (1c)$$

$$\Delta n_C = \Delta n_F + \Delta n_S + \Delta n_A \quad (1d)$$

设以上三种效应彼此独立,则三者之和  $\Delta n_C$  即为综合作用的结果;其中 P 表示求积分主值;  $\Delta\alpha_F$ ,  $\Delta\alpha_S$  分别对应由带填充效应和带隙收缩效应引起的材料吸收系数的改变;  $N_e$ ,  $N_h$  表示自由电子和空穴的浓度;  $E$  为光子能量,  $c$  为光速,  $n$  为材料

折射率,  $\lambda$  为光波长;  $m_e$ ,  $m_h$  为电子、空穴的有效质量.

图 2 为非平衡载流子浓度为  $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  时,带填充效应、带隙收缩效应和自由载流子吸收效应分别对折射率变化的影响,以及三者综合作用的结果. 若抽运光波长为 800 nm,光子能量为 1.55 eV,由图可知,在光子能量为 1.55 eV 时,三种效应综合下折射率变化的值为负,带填充效应占主导作用;设信号光波长为 1053 nm (光子能量为 1.12 eV) 则由于自由载流子吸收效应,会对材料的折射率造成一定影响;当载流子浓度很高时,自由载流子吸收效应不可忽略. 自由载流子吸收效应会导致探测信号光的衰减影响全光固体条纹相机的动态范围.

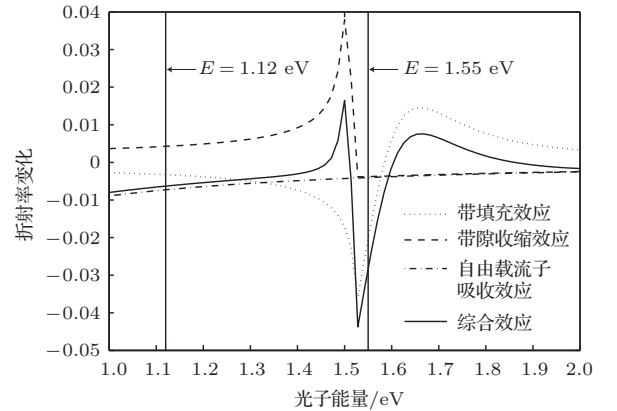


图 2 非平衡自由载流子浓度为  $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  下 GaAs 的折射率随光子能量的变化情况

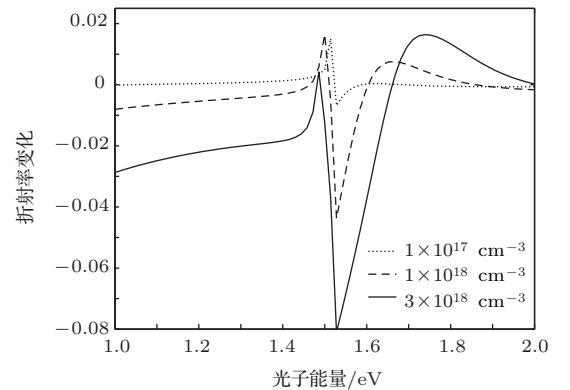


图 3 三种效应综合作用下和不同载流子浓度下 GaAs 的折射率随光子能量的变化情况

图 3 为非平衡自由载流子浓度分别为  $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ,  $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ,  $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  时,三种效应综合作用下折射率的变化情况. 当载流子浓度达到  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$  时,折射率变化的值可以达到  $10^{-2}$  量级. 随着载流子浓度的增大,折射率变化的绝对值也随之增加.

### 2.3 全光固体条纹相机的时空分辨特性

如图 4(a) 所示, 入射光在不同的折射率分界面发生折射,  $\beta$  为折射率分界面和垂直方向的夹角, 沿水平方向入射到分界面处的光经折射后发生偏转,  $\theta$  为光偏离原方向的角度, 根据折射定律  $(n_0 + \Delta n) \sin \beta = n_0 \sin(\theta + \beta)$ , 这里因为  $\Delta n \ll n_0$ , 故  $\theta \ll 1$ , 根据旁轴近似理论, 光经过该折射率分界面后的偏转角度为

$$\theta = \frac{\Delta n}{n_0} \tan \beta. \quad (2)$$

如图 4(b) 所示, 光波导偏转扫描器的长度为  $L$ , 若信号光脉冲在波导芯层中传播的群速度为  $V_g$ , 那么系统可探测的光信号时间跨度最大为  $T = \frac{L}{V_g}$ . 这里设入射信号光脉冲脉宽为  $T$ , 则信号光在全部由左侧耦合进入光偏转器后, 抽运光激发光偏转器形成图 4(b) 所示的棱镜阵列, 将此时记作时间零点, 则信号光脉冲前沿位于棱镜阵列的最右, 而脉冲后沿位于最左. 若光偏转器的棱镜阵列的数目为  $N$ , 将脉冲信号的持续时间  $T$  分成  $N$  份, 则信号光脉冲第  $i$  部分在  $t$  时刻出射光偏转器后的偏转量可以表示为

$$\begin{aligned} \theta_i &= \frac{\Delta n}{n_0} \sum_{k=1}^i \tan \beta_k = \frac{\Delta n}{n_0} \sum_{k=1}^i \frac{l_k}{W} \\ &\approx \frac{\Delta n}{n_0} \frac{Lt}{WT} (t \leq T). \end{aligned}$$

该式表示  $t$  时刻从波导出射的偏转信号光脉冲部分是零时刻位于棱镜阵列  $i$  处的脉冲部分. 例如,  $t = 0$  时刻出射的信号光部分偏转量为零,  $t = T$  时刻的出射的信号光部分偏转最大, 信号光前后各部分刚出射波导后的偏转量与其前后时间成正比.

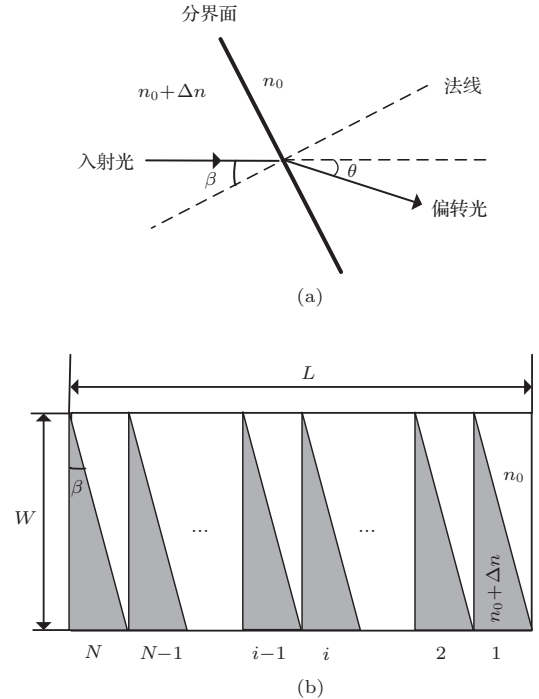


图 4 (a) 不同折射率分界面处光的偏转; (b) 光偏转器激发后的折射率棱镜阵列

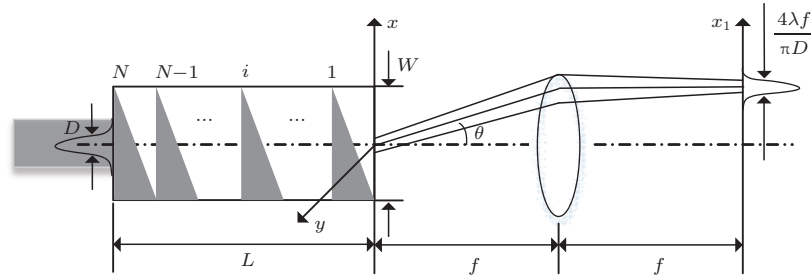


图 5 偏转光束经透镜的傅里叶变换

如图 5 所示, 入射信号光前后各部分经由被抽运光激发的平板光波导偏转器后的相位变化  $\Delta\phi(x, t)$  可以表示为

$$\Delta\phi(x, t) = -\frac{2\pi}{\lambda} \left( \frac{1}{2} - \frac{x}{W} \right) \frac{Lt}{T} \Delta n, \quad (3)$$

这里  $\Delta n$  为调制抽运光照射材料区域的折射率变化,  $\Delta n \ll n_0$ , 信号光偏转满足近轴条件. 设信号光在空间呈高斯分布, 那么在偏转器出射端面  $oxy$  面上光场表达式为

$$\begin{aligned} E_{\text{near}}(x, t) &\propto \exp \left[ - \left( \frac{2x}{D} \right)^2 \right] \\ &\times \exp[j\Delta\phi(x, t)], \end{aligned} \quad (4)$$

经放置在波导出射端面后的焦距为  $f$  透镜的 Fourier 变换

$$\begin{aligned} E_{\text{far}} &\propto \mathfrak{F}\{E_{\text{near}}\} \\ &= \int E_{\text{near}} \exp \left( j \frac{2\pi}{\lambda f} x x_1 \right) dx. \end{aligned} \quad (5)$$

这里  $p = \frac{D}{W}$ . 当  $p \ll 1$  时, (5) 式可以近似为



$$E_{far} \propto \exp \left\{ - \left[ \frac{\pi D}{2\lambda f} \left( x_1 + \frac{Lt\Delta n f}{TW} \right) \right]^2 \right\}, \quad (6)$$

(6) 式表示  $x_1oy_1$  面上得到光束束斑大小 (FWHM) 为  $\delta I = 2\sqrt{2\ln 2}\lambda f/\pi D$ , 最大偏转量为  $L\Delta n f/W$  的图样. 因此所得图样在偏转方向上的空间分辨率为

$$S = \frac{1}{2 \times \delta I} = \frac{\pi D}{4\sqrt{2\ln 2}\lambda f}, \quad (7)$$

由 (7) 式可以看出图样的空间分辨率与后端透镜的光学特性  $D/f$  (相对孔径) 有很大关系. 合理设计光偏转器前后端光学系统可以使系统达到很高的空间分辨. 该光束偏转器在远场可分辨的光点的数目

$$M = \frac{\pi D \Delta n L}{2\sqrt{2\ln 2}\lambda W} = \frac{\pi \Delta n L}{2\sqrt{2\ln 2}\lambda} p, \quad (8)$$

若  $L$  一定, 材料的  $\Delta n$  也确定的情况下, 光偏转器在远场可分辨的点的数目由参数  $p$  决定. 前面已提到  $p \ll 1$ , 一般情况下也要满足  $p < 1/2$ , 这主要是为了避免因高斯光束发散与锯齿边缘以及波导侧面发生相互作用引起的光束畸变, 这就要求光偏转器的宽度  $W$  尽量大. 所以在实际中应综合考虑波导宽度、信号光束斑大小等因素, 进行合理设计. 以提高系统的综合性能. 系统的时间分辨率为

$$\delta\tau = \frac{T}{M} = \frac{2\sqrt{2\ln 2}\lambda W}{\pi \Delta n V_g D} = \frac{2\sqrt{2\ln 2}\lambda l}{\pi \Delta n V_g p}, \quad (9)$$

考虑  $p = 1/2$  时, 信号光脉冲中心波长为 1053 nm, 对于  $Al_xGa_{1-x}As/GaAs/Al_xGa_{1-x}As$  波导, 取群速度折射率为  $n_g = 3.65$ ,  $\Delta n = 0.01$ , 那么相应的理论时间分辨率可以达到 2 ps.

### 3 实 验

图 6 所示为全光固体条纹相机静态工作下的实验光路. 所谓条纹相机的静态工作状态就是信号光为连续光、偏转扫描器未被激发下的工作状态, 静态实验主要是为了获得最佳的空间分辨特性. 本文中搭建的静态实验光路与此稍有不同, 即加入了抽运光路. 通过改变抽运光强, 可以改变折射率棱镜阵列的折射率. 在将连续的信号光耦合到光波导芯层后, 抽运光激发扫描器, 通过改变抽运光强, 得到偏转后的条纹图像. 但是这里抽运光为连续光, 长时间下热效应很严重, 影响条纹清晰度, 甚至会损坏偏转扫描器芯片.

实验采用  $Al_{0.24}Ga_{0.76}As/GaAs/Al_{0.24}Ga_{0.76}As$  平板波导偏转器, 衬底为 GaAs, 波导芯层厚

度为 0.6  $\mu m$ ; 上包覆层为 2  $\mu m$ , 下包覆层为 2  $\mu m$ ; 偏转器长 7 mm, 宽为 2 mm; 锯齿掩膜为金. 信号光经过准直后, 由一个柱透镜 (L2, 焦距 10 mm) 耦合进入光波导芯层中. 波导后端面用一个 10 $\times$  显微镜将波导后端面成像到 CCD 接收屏上, 这样可以对信号光的耦合情况实时监测. 调节好后, 出射信号光由放置在波导后端的柱镜 (L3) 对信号光进行聚焦, 最后成像于 CCD 靶面上. 之后, 抽运光经由透镜 (L1) 后均匀地照射在扫描器芯片表面上, 激发棱镜阵列使信号光发生偏转. 实验采用的抽运光光源为连续工作的半导体激光器, 输出波长为 800 nm, 当输出电流大于 14 A 后开始有激光输出. 图 7 (a) 所示为所获得的偏转条纹图片, 从左到右依次是抽运激光器电流值为 0, 14, 18, 20 A 时 (分别对应不同的抽运光功率) 的偏转条纹. 在电流为 14 A 时, 条纹出现偏转, 可能是激光器杂光输出导致. 继续增加电流, 条纹偏转量增加且出现展宽. 当电流增大到一定值后, 条纹展宽严重影响空间分辨. 将偏转条纹图像按照强度灰度值随位置变化进行处理后得到图 7 (b). CCD 像素单元在偏转方向的尺寸为 8.91  $\mu m$ . 在电流为 0 时, 计算可得条纹宽度 (FWHM) 约为 55  $\mu m$ , 于此相应的空间分辨率就是 9 lp/mm. 而增大电流值到 18 A 后的条纹宽度约为 97  $\mu m$ . 偏转量增大条纹趋于模糊, 抽运光照射产生的热效应是一个很重要的原因. 采用超短脉冲激光激发应该可以避免此问题, 这有待动态实验继续研究. 曲线出现平顶为 CCD 响应饱和造成.

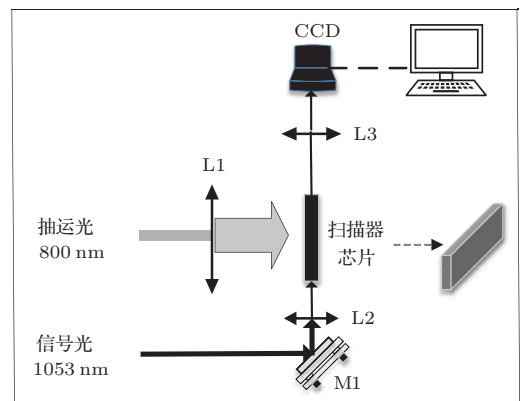


图 6 全光固体条纹相机静态实验光路

由上述实验得到系统的空间分辨率为 9 lp/mm, 而目前成熟的变像管条纹相机的空间分辨率在 25 lp/mm 以上. 虽然全光固体条纹相机作为一种新的探测手段与传统条纹相机间还存在不少的差距, 但实验本身就是对新技术的一种探

索, 需要付出更多努力.

根据本实验的实验条件, 得到的理论计算结果为  $17 \text{ lp/mm}$  ( $f = 25.4 \text{ mm}$ ,  $D = 700 \text{ }\mu\text{m}$ ). 两者间存在不少出入, 主要原因应该是实验并没有对整个光学系统做严格的光学设计, 且没有校正透镜的球差、慧差等可能影响条纹宽度的因素; 另一方面信号光源本身的光斑稳定性也会影响实验结果. 要将信号光耦合进入芯层厚度为微米量级单模波导中, 这本身就对全光固体条纹相机系统的操作精度以及稳定性、可靠性提出了很高的要求.

实际的平板光波导在波导侧向并非无限大, 波导材料与空气的折射率台阶也会在侧向对光场造成限制, 严格来说是一个条形波导, 条形波导的模式比较复杂. 故波导模式的好坏会对空间分辨造成很大影响. 本实验中采用的波导的宽度为  $2 \text{ mm}$ , 由此限制的准直信号光的束斑大小不能超过  $1 \text{ mm}$ , 这主要根据前面提到的  $p < 1/2$  要求决定. 由前面理论分析可知, 若要提升系统的静态空间分辨率, 入射信号光斑的束斑必须相对大一些. 综上考虑. 进一步优化各分系统将是后续的工作重点.

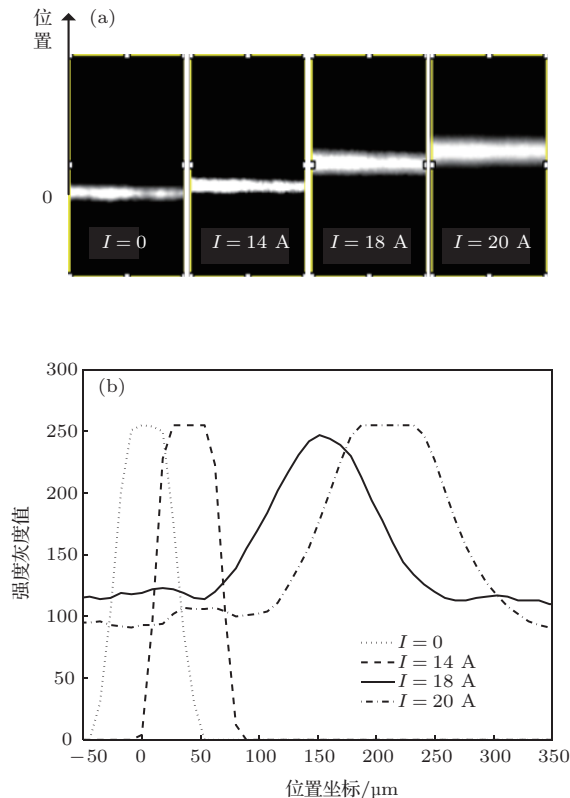


图7 条纹偏转量随抽运电流的变化情况 (a) 不同抽运电流下的条纹图像; (b) 不同抽运电流下条纹位置以及展宽情况

## 4 结 论

全光固体条纹相机是一种创新型的超快光信号诊断设备, 在实现皮秒、亚皮秒量级时间分辨率、红外光信号探测、大的可测量时间跨度、大动态范围、结构简化等方面都有着很大的潜力和优势. 本文叙述了基于  $\text{Al}_{0.24}\text{Ga}_{0.76}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0.24}\text{Ga}_{0.76}\text{As}$  平板波导偏转器的全光固体条纹相机的工作过程; 研究了 GaAs 材料的折射率棱镜阵列形成机制, 即在带填充效应、带隙收缩效应和自由载流子吸收效应共同作用下, 当载流子浓度达到  $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  后, GaAs 材料的折射率变化可以达到 0.01 量级; 由此得到全光固体条纹相机的理论时间分辨率为  $2 \text{ ps}$ ; 最后, 初步静态实验显示空间条纹宽度为  $55 \text{ }\mu\text{m}$ , 相应的空间分辨率为  $9 \text{ lp/mm}$ . 有关全光固体条纹相机的研究才刚刚开始, 其空间分辨特性的进一步提升以及之后的动态特性还有待更深一步的研究与探索.

衷心感谢超快诊断小组的各位老师和同学对作者的悉心指导和帮助.

## 参考文献

- [1] Huang Y X, Jiang S E, Li W H, Hu X, Xie X L, Liu F Q 2006 *High Power Laser and Particle Beams* **18** 829 (in Chinese)[黄翼翔, 江少恩, 李文洪, 胡昕, 谢兴龙, 刘凤翹 2006 强激光与粒子束 **18** 829]
- [2] Yuan Y T, Hao Y D, Zhao Z Q, Hou L F, Miao W Y 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 6963 (in Chinese) [袁永腾, 郝轶聘, 赵宗清, 侯立飞, 缪文勇 2010 物理学报 **59** 6963]
- [3] Pan J S, Qi L, Xiao H L, Zhang R, Zhou J X, Pu D D, Lü J W 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 194211 (in Chinese) [潘京生, 元鲁, 肖洪亮, 张蓉, 周建勋, 蒲冬冬, 吕景文 2012 物理学报 **61** 194211]
- [4] Yao L, Dao Y C, Lina Y, Alfano R R 1991 *Opt. Lett.* **16** 438
- [5] Shintaro H, Kyoji S, Tetsuro K 2005 *Appl. Phys. Lett.* **87** 081101
- [6] Chris H S, John E H 2010 *Opt. Lett.* **35** 1389
- [7] Lin J G, Liu C H, Zhu Z H, Lai R S, Huo C R 1980 *Acta Phys. Sin.* **29** 406 (in Chinese)[林金谷, 刘承惠, 朱振和, 赖瑞生, 霍崇儒 1980 物理学报 **29** 406]
- [8] Kane D J, Trebino R 1993 *IEEE J. Quantum Electron.* **29** 571
- [9] Laconis C, Walmsley I A 1998 *Opt. Lett.* **23** 792
- [10] Wang C, Tian J S, Kang Y F, Wang T 2012 *Chin. J. Vacuum Sci. Technol.* **32** 653 (in Chinese) [王超, 田进寿, 康轶凡, 汪韬 2012 真空科学与技术学报 **32** 653]
- [11] Walden R H 1999 *IEEE J. Sel. Areas Comm.* **17** 539

- [12] Tian J S, Bai Y L, Liu B Y 2006 *Acta Photon. Sin.* **35** 1832 (in Chinese)[田进寿, 白永林, 刘百玉 2006 光子学报 **35** 1832]
- [13] Shih T M, Sarantos C H, Haynes S M, Heebner J E 2012 *Opt. Express* **20** 414
- [14] Itatani J, Quéré F, Yudin G L, Krausz I F, Corkum P B 2002 *Appl. Phys. Lett.* **88** 173903
- [15] Brian R B, Richard A S, Jesu's A D A 1990 *IEEE J. Quantum Electron.* **26** 113

## Theoretical and static experiment research on all optical solid state streak camera\*

Liang Ling-Liang<sup>1)2)3)†</sup> Tian Jin-Shou<sup>1)</sup> Wang Tao<sup>1)</sup> Li Fu-Li<sup>3)</sup> Gao Gui-Long<sup>1)2)3)</sup>  
 Wang Jun-Feng<sup>1)</sup> Wang Chao<sup>1)</sup> Lu Yu<sup>1)</sup> Xu Xiang-Yan<sup>1)</sup> Cao Xi-Bin<sup>1)</sup>  
 Wen Wen-Long<sup>1)</sup> Xin Li-Wei<sup>1)</sup> Liu Hu-Lin<sup>1)</sup> Wang Xing<sup>1)</sup>

1) (*Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics of Chinese Academy of Sciences, State Key Laboratory of Transient Optics and Photonics, Xi'an 710119, China*)

2) (*Graduate University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039, China*)

3) (*Xi'an Transportation University, Science College, Xi'an 710049, China*)

( Received 11 October 2013; revised manuscript received 18 November 2013 )

### Abstract

All optical solid state streak camera is to carry out the process of deflecting and scanning of the signal light which is coupled into the core of the waveguide, with spatially-modulated pump pulse exciting the light deflector, through precisely controlling the time delay between signal light and pump light. Not only can it solve the problems existing in the traditional photoelectron streak camera such as the decrease of the dynamic range caused by space charge effect and incapability of detecting the infrared light signal for photoelectric cathode, but also it has the advantages of simple structure, systemic stability. And the theoretical temporal resolution can reach up to picosecond scale even sub picosecond scale. For the  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  planar waveguide light deflector, we discuss in detail the change of the refractive index of the GaAs with time under the common influences of band filling, band gap shrinkage and free carrier absorption effect; when the change of the refractive index is on the order of 0.01 and the ratio of the signal spot size to the width of the waveguide  $p = 0.5$ , the theoretical temporal resolution can reach 2 ps; finally, the theoretical spatial resolution is calculated to be 17 lp/mm according to the condition of static experiment, while the experimental results show that spatial resolution is 9 lp/mm.

**Keywords:** all optical solid state streak camera, light deflector, spatial resolution, temporal resolution

**PACS:** 07.07.Hj, 42.30.-d, 02.60.-x

**DOI:** 10.7498/aps.63.060702

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11274377, 61176006), Ministry of Finance Major Research Equipment Project, China (Development of High Performance Streak Camera).

† Corresponding author. E-mail: [lianglingliang@opt.cn](mailto:lianglingliang@opt.cn)