

# 声光偏转器扫描飞秒激光的时间色散补偿 \*

李德荣<sup>1)</sup> 吕晓华<sup>1)</sup> 吴萍<sup>1)</sup> 骆清铭<sup>1)</sup> 陈伟<sup>2)</sup> 曾绍群<sup>1,2)</sup> †

1) 生物医学光子学教育部重点实验室, 华中科技大学, 武汉 430074)

2) 耶鲁大学神经生物学系, New Haven, CT, 06511)

(2005 年 11 月 23 日收到 2005 年 12 月 23 日收到修改稿)

研究了声光偏转器(AOD)扫描飞秒激光的时间色散效应及补偿方案。在 800nm 波长处, 单个 AOD 引入的群延时色散(GDD)可达  $\sim 9300\text{fs}^2$ 。在深入分析 AOD 和棱镜角色散原理的基础上, 提出了用色散棱镜预补偿 AOD 对飞秒脉冲的时间色散, 并进行了实验证实。在 AOD 中心频率处(70MHz), 将 398fs 的脉冲压缩到 122fs, 且整个带宽范围内(50MHz—90MHz)脉宽变化范围为 120fs—180fs。这表明该方案用于 AOD 扫描飞秒激光时进行时间色散补偿是非常有效的。

关键词: 飞秒激光, 声光偏转器, 时间色散, 脉冲压缩

PACC: 4280W, 4262, 7820H

## 1. 引言

以飞秒激光为光源的多光子激发技术在显微成像、高密度光存储、微细加工等诸多领域具有广泛的应用前景<sup>[1,2]</sup>。由于多光子激发对光子数密度的要求, 使得多光子效应只能在光斑焦点处的局部范围内( $\sim 10^{-15}\text{L}$ )发生<sup>[1]</sup>。因此, 要进行多光子成像、存储或是加工必须通过扫描光束来实现。商业化的多光子显微系统大多采用 galvanometer 进行  $x-y$  二维机械扫描, 速度较慢, 不能满足快速成像与加工的需要。采用声光偏转器进行快速扫描具有传统机械扫描方式无可比拟的优点<sup>[3]</sup>。AOD 基于声光效应<sup>[4]</sup>, 由声波频率控制激光光束的偏转。因此, 扫描器件本身无物理运动, 可以避免机械振动及惯性; 其次, 可以通过设置 AOD 中声波频率, 只在用户感兴趣的区域进行快速扫描, 有效节省了扫描时间, 提高了成像的速度<sup>[5]</sup>。

AOD 扫描方式虽然具有上述优点, 但常用的声光晶体材料如  $\text{TeO}_2$  和  $\text{PbMoO}_4$  都是高色散介质, 其引入的群速度色散(GVD)会使飞秒激光脉冲在时域上展宽<sup>[6]</sup>, 严重降低多光子激发效率<sup>[1]</sup>, 甚至激发不

出荧光, 因而必须对展宽的脉冲进行压缩。在脉冲压缩领域, Treacy<sup>[7]</sup>提出的光栅对补偿方案以及 Fork 等人<sup>[8]</sup>提出的棱镜对补偿方案都已成为经典。其基本原理都是利用角色散器件产生负 GVD, 用于补偿系统中引入的正 GVD, 实现脉冲压缩。1988 年, Nakazawa 等人<sup>[9]</sup>改进了棱镜对补偿方案, 用 AOD 取代棱镜对补偿方案中的前一个棱镜, 同样可以利用角色散引入负 GVD, 对脉冲进行压缩。但他的补偿方案中没有提到 AOD 晶体自身的材料色散; 且 AOD 仅作为角色散器件, 不用于扫描光束; 同时, 当 AOD 中声波频率改变时, 衍射光偏转角度发生变化, 棱镜的位置必须重新进行调整, 给实验带来不便。因而不能用于 AOD 扫描飞秒激光的脉冲压缩。事实上, AOD 既可以实现光束扫描, 同时也可以作为角色散器件提供一定量的角色散。基于此, 我们设计了一个简单而有效的色散补偿方案: 将单个色散棱镜固定在 AOD 之前, 提供色散预补偿, 和 AOD 组成一个脉冲压缩器(pulse compressor), 使 AOD 在作为补偿器件补偿自身材料色散的同时, 也满足了光束扫描的需要。与传统的脉冲压缩方法相比, 该方案所用仪器简单, 操作性强, 在整个扫描范围内都可以获得较为满意的脉冲压缩效果。

\* 国家自然科学基金(批准号 30370463, 60278017, 30328014)和国家 973 计划(批准号 2004CB520804)资助的课题。

† 通讯联系人, E-mail: sqzeng@mail.hust.edu.cn

## 2. 理论分析

### 2.1. AOD 晶体材料色散

飞秒激光脉冲通过色散介质将产生时间色散. 由于脉冲激光存在一定的光谱带宽, 各光谱成分在介质中的传播速度不同, 引入群速度色散, 导致脉冲展宽<sup>[6]</sup>.

设 AOD 晶体厚度为  $L$ , 折射率为  $n(\lambda)$ , 引入的 GVD 为

$$GVD = \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \frac{d^2 n}{d\lambda^2}, \quad (1)$$

其中  $\lambda$  为光在真空中的波长,  $c$  为真空中光速,  $d^2 n/d\lambda^2$  为晶体材料的二阶色散率. 群延时色散和群速度色散之间的关系

$$GDD = GVD \times L, \quad (2)$$

GVD 的单位取  $\text{fs}^2/\text{cm}$ , GDD 的单位为  $\text{fs}^2$ . 由于材料的二阶色散率  $d^2 n/d\lambda^2$  一般为正值, 因此材料色散引入的  $GDD_m$  也为正值.

一个高斯型脉冲通过该介质后的脉冲展宽为<sup>[6]</sup>

$$\tau_{\text{out}} = \tau_{\text{in}} \left[ 1 + 7.68 \frac{GDD^2}{\tau_{\text{in}}^4} \right]^{1/2}, \quad (3)$$

其中  $\tau_{\text{in}}$  和  $\tau_{\text{out}}$  分别为输入脉宽和输出脉宽, 脉宽定义为半峰全宽(FWHM). 系数 7.68 是高斯型脉冲在这种定义下的波形系数.

我们所用的 AOD 晶体材料为  $\text{TeO}_2$ , 是一种正单轴晶体, 厚度为 18mm. 晶体中  $\text{o}$  光和  $\text{e}$  光的折射率分别为<sup>[5]</sup>

$$\begin{aligned} n_{\text{o}}^2 &= 1 + \frac{3.7088\lambda^2}{\lambda^2 - 0.038575}, \\ n_{\text{e}}^2 &= 1 + \frac{4.3252\lambda^2}{\lambda^2 - 0.040959}. \end{aligned} \quad (4)$$

色散 GVD 曲线如图 1 所示.

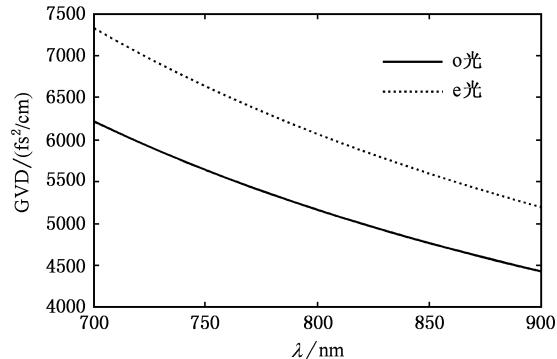


图 1  $\text{TeO}_2$  晶体色散 GVD 曲线

光束在 AOD 中的传播方式接近  $\text{o}$  光, 在 800nm 处其 GVD 值为  $5163\text{fs}^2/\text{cm}$ , 因而单个 AOD 引入的材料色散 GDD 为  $\sim 9300\text{fs}^2$ . 100fs 的脉冲激光进入 AOD 后, 其出射光脉宽为 276fs, 展宽约 2.8 倍. 以双光子激发为例, 获得一定激发效率所需的平均光功率与脉宽有如下关系<sup>[1]</sup>:

$$P \propto \tau^{1/2}. \quad (5)$$

在脉冲被展宽 2.8 倍的情况下, 要获得相同的双光子激发效率, 必须将平均光功率提高 1.7 倍, 这将加速生物样品的光漂白, 减少有效的观测时间.

### 2.2. 角色散

AOD 加电压工作时, 由于晶体内部声波的周期性扰动, 形成了一个以声波波长  $\lambda_s$  为光栅常数的透射光栅<sup>[4]</sup>

$$\lambda_s = \frac{v_s}{f}, \quad (6)$$

其中  $v_s$  为 AOD 晶体中的声速,  $f$  为声波频率. 在 Bragg 衍射条件下, AOD 的角色散参数

$$\frac{d\theta_A}{d\lambda} = \frac{1}{\lambda_s} = \frac{f}{v_s}, \quad (7)$$

棱镜的角色散参数

$$\frac{d\theta_P}{d\lambda} = \frac{d\theta_P}{dn} \frac{dn}{d\lambda}, \quad (8)$$

$$\frac{d\theta_P}{dn} = \frac{n \sin \alpha}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \alpha - \sin^2 \varphi \cos 2\alpha + \sin 2\alpha \sin \varphi \sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi} \sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi}}}, \quad (9)$$

其中  $\varphi$  为光束入射到棱镜的角度,  $\alpha$  为棱镜顶角,  $n$  为棱镜折射率,  $dn/d\lambda$  为材料一阶色散率. 我们所用棱镜为顶角 60° 的色散棱镜, 材料为 SF10 重火石玻

璃, 折射率为<sup>[10]</sup>

$$n(\lambda) = 1 + \frac{B_1 \lambda^2}{\lambda^2 - C_1} + \frac{B_2 \lambda^2}{\lambda^2 - C_2} + \frac{B_3 \lambda^2}{\lambda^2 - C_3}, \quad (10)$$

其中

$$\begin{aligned} B_1 &= 1.61625977, \\ B_2 &= 2.59229334 \times 10^{-1}, \\ B_3 &= 1.07762317, \\ C_1 &= 1.27534559 \times 10^{-2}, \\ C_2 &= 5.81983954 \times 10^{-2}, \\ C_3 &= 1.16607680 \times 10^2. \end{aligned}$$

其一阶色散率曲线如图 2 所示。

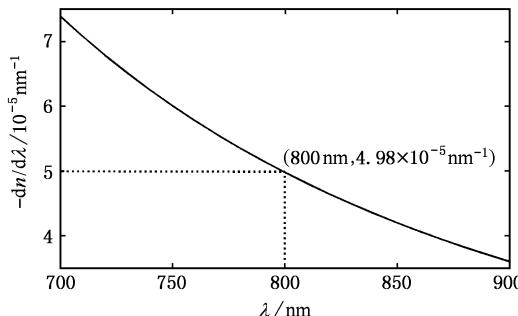


图 2 SF10 棱镜材料一阶色散率曲线

可见,棱镜材料一阶色散率绝对值随波长增大而减小,角色散能力也随之减弱。

### 2.3. 脉冲压缩器

脉冲压缩器一般由两个角色散器件组成。例如经典的光栅对和棱镜对补偿方案<sup>[7,8]</sup>。考虑到棱镜的透过率可达 99% 以上(布儒斯特角入射),而光栅的衍射效率一般在 80% 左右,因此我们采用棱镜作为补偿器件,以减少光功率损失。同时,由于 AOD 工作时能产生角色散,因而可以和棱镜组成一个脉冲压缩器件,引入负 GDD,用于补偿 AOD 自身引入的材料色散 GDD<sub>m</sub>。为了满足 AOD 扫描的需要,将棱镜放置在 AOD 之前实现预补偿,如图 3 所示。

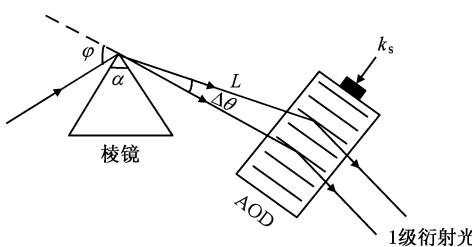


图 3 棱镜预补偿 AOD 时间色散原理图

飞秒激光入射到棱镜顶点处(以减少棱镜材料引入的正 GDD),从棱镜出射后的光束以近 Bragg 角

入射到 AOD 中,可知系统引入的色散补偿量为

$$\frac{\Delta\tau}{\Delta\lambda} = -\frac{\lambda L}{c} \cdot \left( \frac{d\theta_A}{d\lambda} \frac{d\theta_P}{d\lambda} \right), \quad (11)$$

其中  $L$  为棱镜顶点到 AOD 中心的距离,  $d\theta_A/d\lambda$  和  $d\theta_P/d\lambda$  分别由(7)式和(8)(9)式决定(11)式中的色散补偿量转换成 GDD 表示为

$$GDD_a = -\frac{\lambda^2}{2\pi c} \frac{\Delta\tau}{\Delta\lambda} = \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} L \left( \frac{d\theta_A}{d\lambda} \frac{d\theta_P}{d\lambda} \right). \quad (12)$$

由于棱镜材料的一阶色散率  $dn/d\lambda$  一般为负值,因此脉冲压缩器引入的  $GDD_a$  为负值,可以补偿 AOD 晶体材料色散引入的正  $GDD_m$ 。需要指出的是,棱镜材料本身也会引入少量的正 GDD,但相对于  $\text{TeO}_2$  的色散量来说基本可以忽略,因而得到总的 GDD 量为

$$GDD_t = GDD_m + GDD_a. \quad (13)$$

忽略更高阶色散,由(3)式可知,当  $GDD_t = 0$  时,脉冲被压缩回原始脉宽。

考虑到棱镜的透过率 取光束入射角为 60°(接近棱镜布儒斯特角)。AOD 中心频率为 70MHz,带宽 40MHz,介质中声速为 650m/s。以 AOD 中心频率为基准进行色散补偿,取棱镜与 AOD 之间距离为  $L = 98\text{cm}$  时,  $GDD_t = 0$  理论上脉冲将被压缩回原始脉宽。

### 3. 实验结果与讨论

实验所用仪器:Tsunami 飞秒激光器,SP409 型自相关仪(spectral physics, USA), PSGDG-3/Q 型 AOD (SIPAT, China)。

飞秒激光器中心波长设定为 800nm,测得激光器出射光原始脉宽和通过 AOD(不加电压)后的脉宽分别为 80fs 和 398fs。如图 4(a)(b) 所示(示波器时间基是统一的,代表的脉宽为 132fs/div,误差  $\pm 5\text{fs}$ )。

由图 4(a)(b) 可知,AOD 对飞秒脉冲的展宽比理论计算值大,可能的原因是光束在 AOD 中并不严格以 0° 光传播,引入的 GDD 值大于理论估算值。

取棱镜与 AOD 之间距离为  $L = 98\text{cm}$ ,光束以 60° 入射到棱镜顶点,AOD 载波频率设置为 70MHz,测得的脉宽如图 4(c) 所示。

经过棱镜补偿后,脉宽被压缩到 122fs,仍稍大于原始脉宽。事实上,由于系统中存在其他的角色散器件以及光路不可能完全校准,因而光束中仍有部分残留的角色散,同时,系统中也存在少量的高阶色散,这些因素导致补偿后的脉冲相比原始脉冲仍有部分展宽。

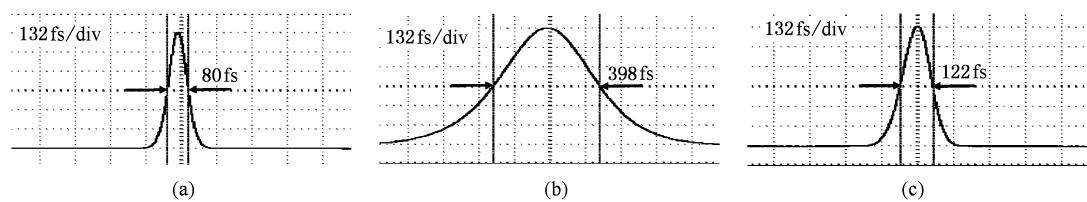


图4 测量脉宽图 (a)激光器出射光原始脉宽 (b)光束通过 AOD 后(不加电压)的脉宽 (c)色散补偿后脉宽(示波器时间基统一,等效为 132fs/div 测量误差  $\pm 5\text{fs}$ )

变换到不同频率测量补偿后的一级衍射光的脉宽,获得结果如表1所示.

表1 不同频率点对应一级衍射光脉宽

声波频率/MHz	脉宽 <sup>*</sup> /fs
50	175
60	180
70	122
80	127
90	159

\* 脉宽测量误差  $\pm 5\text{fs}$ .

表1中各频率点脉宽都获得了有效的压缩,且变化幅度不超过 60fs,可以使整个扫描范围内多光子激发效率较为一致,有助于提高成像质量.

实验结果表明,我们的补偿方案相对于传统的棱镜对以及光栅对补偿方案具有以下优点:1)利用了 AOD 自身产生的角色散,和补偿棱镜组成一个脉冲压缩器,节省了器件;2)由于 AOD 自身引入的角色散量较大,相比于棱镜对补偿方案可以提供更大

的补偿量,而相比于光栅对补偿方案则减小了能量损失.另外,同 Nakazawa 等人的方案相比,我们采用棱镜进行预补偿,在压缩脉冲的同时,满足了光束扫描的需求.由于该方案是以 AOD 中心频率为基准进行色散补偿的,在其他频率点必然存在补偿不足或补偿过量的问题,但总的来说,整个扫描范围内的时间色散都得到了有效的补偿.

## 4. 结 论

本文计算了单个 AOD 对飞秒脉冲的时间色散量,从角色散基本原理出发,设计了用单个色散棱镜预补偿单个 AOD 对飞秒脉冲时间色散的方案,并从实验上验证了其可行性.以 AOD 中心频率为基准进行色散补偿,在整个扫描区域内将脉冲压缩到 120fs—180fs,使之达到双光子激发的要求,较好地解决了 AOD 扫描过程中的时间色散问题.

- [1] Zipfel W R, Williams R M, Webb W W 2003 *Nat. Biotechnol.* **21** 1369
- [2] Cheng G H, Wang Y S, Liu Q *et al* 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 436 (in Chinese) 程光华、王屹山、刘青等 2004 物理学报 **53** 436 ]
- [3] Bullen A, Patel S S, Saggau P 1997 *Biophys. J.* **73** 477
- [4] Dixon R W 1967 *IEEE. J. Quantum Electron.* **QE-3** 85
- [5] Iyer V, Losavio B E, Saggau P 2003 *J. Biomed Opt.* **8** 460
- [6] Diels J C, Rudolph W 1996 *Ultrashort Laser Pulse Phenomena*:

*Fundamentals, Techniques, and Applications on a Femtosecond Time Scale* (San Diego: Academic)

- [7] Treacy E B 1969 *IEEE. J. Quantum Electron.* **QE-5** 454
- [8] Fork R L, Martinez O E, Gordon J P 1984 *Opt. Lett.* **9** 150
- [9] Nakazawa M, Nakashima T, Kubota H 1988 *Opt. Lett.* **13** 120
- [10] Roorda R D, Hohl T M, Toledo-Crow R, Miesenbock G 2004 *J. Neurophysiol.* **92** 609

# Compensation of temporal dispersion for acousto-optical deflector scanning femtosecond laser<sup>\*</sup>

Li De-Rong<sup>1)</sup> Lü Xiao-Hua<sup>1)</sup> Wu Ping<sup>1)</sup> Luo Qing-Ming<sup>1)</sup> Chen R. Wei<sup>2)</sup> Zeng Shao-Qun<sup>1,2)†</sup>

1) Key Laboratory of Biomedical Photonics of Ministry of Education ,

Huazhong University of Science and Technology , Wuhan 430074 , China )

2) Department of Neurobiology , Yale University , New Haven , CT , 06511 )

( Received 23 November 2005 ; revised manuscript received 23 December 2005 )

## Abstract

The temporal dispersion effect and compensation approach of femtosecond laser scanning by an acousto-optical deflector (AOD) was studied. The group delay dispersion (GDD) of a single AOD at 800nm wavelength is about 9300fs<sup>2</sup>. Based on the principle of angular dispersion of AOD and the prism, an approach that uses single prism pre-compensating an AOD for the temporal dispersion was designed and demonstrated by experiments. At center frequency (70MHz) of the AOD, a 398fs pulse is compressed to 122fs, the range of pulse width on the entire bandwidth (50MHz—90MHz) is 120fs—180fs. This approach is demonstrated to be effective on compensation of temporal dispersion for AOD scanning femtosecond laser.

**Keywords** : femtosecond laser , acousto-optical deflector , temporal dispersion , pulse compression

**PACC** : 4280W , 4262 , 7820H

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant Nos. 30370463 , 60278017 , 30328014 ), and by NKBRSF ( Grant No. 2004CB520804 ).

† Correspondence. E-mail : sqzeng@mail.hust.edu.cn