

文章编号:1004-4213(2011)08-1149-5

# 共线型声光可调谐滤波器非互易效应研究

霍雷, 曾晓东, 冯喆琚, 曹长庆, 李彬

(西安电子科技大学 技术物理学院, 西安 710071)

**摘 要:**通过创建超声频率与衍射效率的动态方程,分析了声光器件在不同射频驱动频率下行射效率的分布情况,并给出相应表达式.提出了在 100 MHz 射频处也存在与高于 1 GHz 处类似非互易现象.进一步通过比例系数  $\delta F/\Delta F$  的引入,在此基础上分别利用波长 532 nm 和 632.8 nm 激光器,在二氧化碲晶体中进行非互易效应实验.实验得到传输带宽改变达到总衍射带宽的 50%~60%,与理论计算值基本吻合.研究表明,实际中可将非互易效应大规模应用于包括定向耦合器(光路由器)在内的光电器件的开发.

**关键词:**声光可调谐滤波器;声光衍射;非互易效应

**中图分类号:**O436.1

**文献标识码:**A

**doi:**10.3788/gzxb20114008.1149

## 0 引言

声光器件在光通信和数据处理中广泛应用,例如,声光可调谐滤波器(Acousto-optic Tunable Filters, AOTF),它可将复杂光谱信号提取出一个或者几个窄带部分<sup>[1-2]</sup>.传输窄带带宽,对应光谱分辨率( $R=\lambda/\Delta\lambda$ )提高, $\lambda$ 为光波长, $\Delta\lambda$ 为传输带宽.共线型声光器件实现了声波和光波作用最大长度,即衍射光栅数最大.目前,最匹配的共线型 AOTF 在可见光范围大约有 103~104 的光谱分辨率<sup>[3-4]</sup>.

Vitaly B. V 提出声频 1 GHz 或者更高时存在非互易效应<sup>[5]</sup>,光传播方向改变带来声光衍射参量变化.本文通过实验发现在 80~100 MHz 频率也存在非互易效应.在理论和实验上研究了射频驱动下的共线声光作用非互易效应.此类声光器件虽然传输带宽小,但仍存在非互易效应.实验中采用了普通共线声光晶体,即:二氧化碲、石英、钼酸钙和铌酸锂.对二氧化碲晶体在光波长  $\lambda=532$  nm 和  $\lambda=632.8$  nm 下进行实验.

一般来说,对于任何声光作用都有频移  $\delta F$  发生,它的值正比于声频<sup>[5]</sup>.计算表明,在 1GHz 和可见光谱范围,声频对布喇格条件相对变化有  $\delta F/F \sim 10^4$ .也就是说,光谱分辨率倒数  $1/R=\Delta\lambda/\lambda$  与声光共线滤波器在一个数量级.声光晶体中折射率色散  $\Delta\lambda/\lambda=\Delta F/F$ ,其中  $\Delta F$  是声频带宽,声光滤波器的传输带宽  $F$  为多普勒频移.通过提高光谱分辨率,可在声光可调谐滤波器中增加超声波列及多通

道光传输.在滤波器中,光波长每次入射到声光晶体时,由于多普勒效应的影响,导致总的传输带宽  $F$  增大,最终实验结果稍有不同.本文研究了共线型声光衍射作用的非互易性能.

## 1 理论分析与计算

非互易效应在一般各向同性声光相互作用情况下表达式为

$$\delta F = \frac{4n^2 V^2}{\lambda c} \quad (1)$$

此公式适用于满足布喇格匹配条件下的多普勒超声频移效应( $V$  是晶体中声速).从式(1)可得出非互易效应在高声速、大折射率材料中会更强. $F$  和  $V/\lambda$  成正比则有  $\delta F \sim F$ ,就是说频移和频率本身成正比<sup>[6]</sup>.

相位匹配条件下,入射光波矢  $k_i$ 、衍射光波矢  $k_d$  和超声波矢  $k$  形成一个矢量三角型.有 +1 级衍射时满足条件  $k_d = k_i + k$ ; -1 级衍射时有  $k_d = k_i - k$ <sup>[7]</sup>.由于  $F \ll f_{i,d}$ ,通常认为入射和衍射光有相近频率.在各向同性衍射条件下,意味着波矢  $k_i$  和  $k_d$  有相同长度并且在同一波面.前文提出,这些频率彼此略有不同.因此光波矢长度也各异,由于  $k = (2\pi f/c)n = (\omega/c)n$ ,其中  $\omega$  为圆频率, $c$  为真空中光速, $n$  是折射率.当 +1 级衍射时,有  $\omega_d > \omega_i$  (分别为入射光和衍射光)和  $|k_d| > |k_i|$ .当 -1 级衍射时,相反会出现  $\omega_d < \omega_i$  和  $|k_d| < |k_i|$ .综上所述,在布喇格匹配条件下两种波矢  $k$  对声频  $F$  有不同要求.

根据以上理论,在共线相互作用波矢图(图 1)中, +1 级矢量衍射对应图中实线部分.由于衍射是各

基金项目:国家高技术研究发展计划(No. 2006AA12Z144)资助

第一作者:霍雷(1983-),男,博士研究生,主要研究方向为合成孔径激光雷达激光技术. Email: muskhl@163.com

导师:曾晓东(1956-),男,教授,主要研究方向为激光应用技术. Email: xdzeng@xidna.edu.cn

收稿日期:2011-05-05;修回日期:2011-06-17

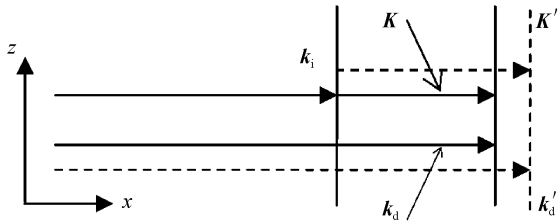


图 1 共线相互作用波矢图

Fig. 1 Diagram of the collinear interaction wave vector diagram

向异性,入射光波和衍射光波有不同的偏振方向和波向量长度.考虑到多普勒效应,图 1 中向量  $k_d$  和  $K$  修正为向量  $k_d'$  和  $K'$ .因此有耦合波波矢表达式

$$k_i = \frac{\omega_i}{c} n_i, k_d = \frac{\omega_d}{c} n_d, K = \frac{\Omega}{V} \quad (2)$$

$n_i$  和  $n_d$  是在频率  $\omega_i$  和  $\omega_d$  下的折射率,  $\Omega$  是超声圆频率,由于各向异性衍射性质,即使不考虑多普勒效应,结果也不尽相同.由于多普勒效应  $\omega_d = \omega_i + \Omega$ ,则有

$$k_d = \frac{\omega_i + \Omega}{c} n_d \quad (3)$$

由于存在色散,非互易效应在校正衍射光频率  $\omega_d$  的同时,更要对折射率  $n_d$  进行校正,即

$$\delta n_d = n_d - n_{d_0} \quad (4)$$

式中  $n_{d_0}$  是  $n_d$  在入射光频率下的折射率.衍射光波数变化表达式有

$$\delta k_d = \frac{\omega_i + \Omega}{c} (n_{d_0} + \delta n_d) - \frac{\omega_i}{c} n_{d_0} \quad (5)$$

从而,式(5)得到化简

$$\delta k_d = \frac{\Omega n_d + \omega_i \delta n_d}{c} \quad (6)$$

另外,在式(2)中,超声波矢为  $\delta K = \delta \Omega / V$ .  $\delta k_d = \delta K$  为布喇格匹配条件,因此有

$$\delta \Omega = \frac{(\Omega n_d + \omega_i \delta n_d) V}{c} \quad (7)$$

和

$$\delta F = \frac{(F n_d + f_i \delta n_d) V}{c} \quad (8)$$

共线型相互作用在频率  $F$  下有确定表达式

$$F = \frac{\Delta n V}{\lambda_i} \quad (9)$$

其中双折射材料  $\Delta n = |n_o - n_e| = |n_d - n_i|$ ;  $n_o$

和  $n_e$  分别为寻常光和非寻常光折射率;  $\lambda_i$  为入射光波长.将式(9)代入式(8)并考虑到  $c = \lambda_i f_i$ ,则有

$$\delta F = \frac{\Delta n_d V^2}{\lambda_i c} + \frac{\delta n_d V}{\lambda_i} \quad (10)$$

同时,折射率变化  $\delta n_d$  可以写成

$$\delta n_d = \frac{dn_d}{d\lambda} \delta \lambda \quad (11)$$

式中  $dn_d = d\lambda$  表示折射率分布,  $\delta \lambda$  是衍射光和入射光波长差异.显然有  $\delta \lambda / \lambda_i = -\delta \omega / \omega_i = -\Omega / \omega_i$ ,则有

$$\delta \lambda = -\lambda_i \frac{\Omega}{\omega_i} = -\lambda_i \frac{F}{f_i} \quad (12)$$

根据式(9)得到

$$\delta \lambda = -\frac{\lambda_i \Delta n V}{c} \quad (13)$$

将式(13)代入式(11)的结果再代入式(10)有

$$\delta F = \frac{n_d \Delta n V^2}{\lambda_i c} \left( 1 - \frac{\lambda_i}{n_d} \frac{dn_d}{d\lambda} \right) \quad (14)$$

当入射光反向传播时,衍射最大值会出现在-1级.这种情况下声频移绝对值不变,但符号反向(非线性函数  $dn/d\lambda$  在纳米级的波长范围内间隔忽略不计).在光反向传播时遵守严格布喇格匹配条件超声频率为式(14)的两倍

$$\delta F = \frac{2n_d \Delta n V^2}{\lambda_i c} \left( 1 - \frac{\lambda_i}{n_d} \frac{dn_d}{d\lambda} \right) \quad (15)$$

非互易效应通常在改变光束传播方向的情况下发生.超声频带激发声光作用,衍射效率半峰全宽(Full Width at Half Maximum, FWHM)定义为共线型声光可调谐滤波器衍射带宽,即

$$\Delta F = \frac{0.8 \lambda_i F}{\Delta n L} = \frac{0.8 V}{L} \quad (16)$$

式中  $L$  为相互作用长度.

当  $\delta F \sim F$  或者  $\delta F > \Delta F$  时,非互易效应导致的超声频移影响滤波器传输带宽.实际中  $\delta F / \Delta F$  的值比  $\delta F$  更重要,根据式(15)和式(16)有

$$\frac{\delta F}{\Delta F} = \frac{2.5 n_d \Delta n V L}{\lambda_i c} \left( 1 - \frac{\lambda_i}{n_d} \frac{dn_d}{d\lambda} \right) \quad (17)$$

$N = \delta F / \Delta F$ ;  $L$  是纵向声模式;  $S$  是切变声模式.

通过表 1 分析,在实际中共线型声光器件可大量应用于低频各向异性晶体中.

表 1 在不同光波长和声频率下声光材料共线衍射计算值

Table 1 AO materials diffraction lines were calculated in a different light wavelengths and sound frequencies,

Crystal	Direction and acoustic mode	Sound velocity/ (km · s <sup>-1</sup> )	Acoustic frequency/ MHz	Interaction length/cm	Light wavelength λ/nm	N
SiO <sub>2</sub>	[100](L)	5.62	80	10	632.8	16
CaMoO <sub>4</sub>	[100](S)	2.96	50	4	632.8	4
LiNbO <sub>3</sub>	[100](L)	6.56	890	4	632.8	70
LiNbO <sub>3</sub>	[100](L)	6.56	1120	4	532	90
Te	[100](L)	2.45	320	3	532	17
TeO <sub>2</sub>	[110](S)	0.62	110	3	632.8	8

## 2 实验研究

实验采用以二氧化碲晶体为介质的共线型声光器件,如图 2. 氧化锌薄膜换能器与器件横切面晶体 YZ 平面夹角  $5^\circ$ . 换能器以一定角度激发声波,沿 X 轴通过晶体,在相对平面反射后,声波再沿 X 轴反向传播. 相对于声波,光在相同(或者相反)方向传播. 图中箭头表示光波矢方向示意. 连续共线型声光器件相互作用距离长约 4 cm.

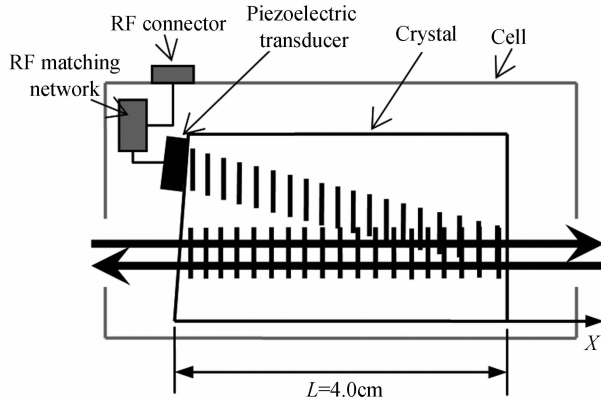


图 2 光束通过二氧化碲声光晶体示意图

Fig. 2 Scheme of the lithium niobate based AO cell with propagating optical beams

研究中声速大小为:  $V = 6.8 \pm 0.1$  km/s. 超声衰减系数由以下三个声频测得:  $F_1 = 80$  MHz,  $F_2 = 100$  MHz,  $F_3 = 110$  MHz. 相应的衰减系数分别为:  $\beta_1 = 0.5 \pm 0.1$  dB/cm,  $\beta_2 = 0.9 \pm 0.1$  dB/cm,  $\beta_3 = 1.6 \pm 0.1$  dB/cm(图 3). 声光共线情况下衍射效率是 7%; 声光正交情况下是 15%. 实验选择在光波长  $\lambda = 632.8$  nm 情况下进行效率计算.

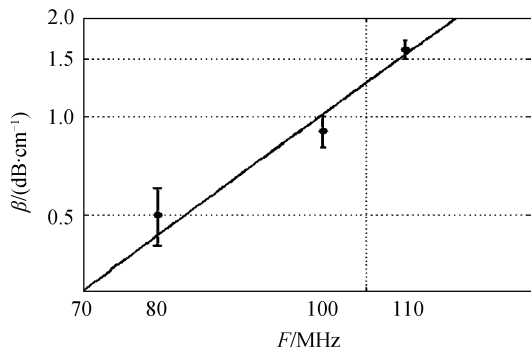


图 3 对应超声频率的声波衰减系数

Fig. 3 Acoustic attenuation coefficient corresponding to ultrasonic frequency

图 4 为研究 100 MHz 下的非互易效应实验设计方案. 辐射源采用波长 632.8 nm 的氦氖激光器和波长 532 nm 的半导体激光器(1); 光束通过反射镜(2)和(3)入射到起偏器(4)得到所需要的偏振光; 光束通过光阑(5)入射到声光器件(6); 采用高频发生器(7)来激发脉冲式超声波; 功率放大器将信号输

入压电换能器(8); 由于衍射的各向异性性质, 入射光和衍射光偏振面相互正交; 光束通过 AO 器件传播经过光阑(9)和(10); 光阑确保光反向传输时能够沿相同路径严格通过; 衍射光分离后通过检偏器(11)由光电倍增管检测(12); 检测信号发送到示波器(13). 实验对信号发生器使用扫频方式工作. 这样在示波器直接观察衍射光强  $I(f)$  的频率特性.

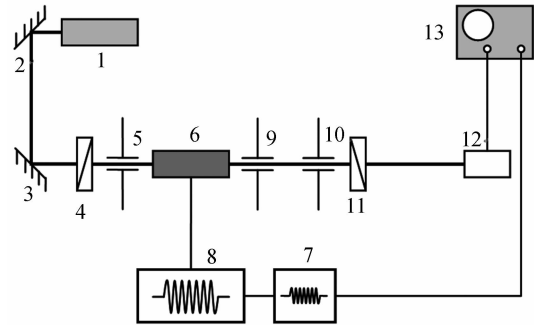


图 4 实验设计方案

Fig. 4 Program of the experimental design

实验中, 首先测量超声频率及相互作用带宽, 然后将激光器和光电探测器互换位置后重复相同实验. 对系统进行调整, 得出几组不同的数据. 通过数据比较, 确定非互易效应影响的大小. 即当光波和声波角度失配最小时存在衍射效率最大和相互作用带宽最小<sup>[8]</sup>.

实验表明, 室温情况下, 当声频为  $F \approx 100$  MHz 时, 波长  $\lambda = 632.8$  nm 的激光可发生最大衍射效率. 声频带宽  $\Delta F \approx 195 \pm 10$  kHz, 对应于 AOTF 光波带宽为  $\Delta \lambda \approx 0.15$  nm. 图 5(a) 表述了声频带宽与归一化衍射光强度和超声频率的对应关系. 数据说明滤波器光谱分辨率在  $\lambda = 632.8$  nm 时, 在波长  $\lambda = 532$  nm 时, 带宽为  $\Delta F \approx 210 \pm 10$  kHz. 由于超声衰减, 导致频带宽度展宽, 造成相互作用长度减小.

根据实验方案(图 4), 得到-1 级衍射光; 光反向传播时得到+1 级衍射光. 根据矢量图, 第一种情况频率  $F$  要比第二种情况低.  $\delta F$  由式(15)得到, 当  $\lambda = 632.8$  nm 时为 130 kHz; 当  $\lambda = 532$  nm 时值为 121 kHz. 图 5(b) 介绍了在  $\lambda = 532$  nm 时, 归一化衍射光强和超声频率  $F$  的对应关系. 图 5(b) 中曲线分别对应图 4 中光的正向和反向传播. 图 5(b) 中反向传播曲线最大值要比正向传播最大值频率高. 通过以上实验证实了射频频处(100 MHz)非互易效应的存在.

相同光波长非互易效应导致频移为  $124 \pm 10$  kHz, 与理论计算一致. 由于实际比理论传输带宽展宽, 比值  $\delta F / \Delta F$  结果为 60% (当  $\lambda = 632.8$  nm 时为 50%), 略低于理论计算值. 造成这种展宽的因素有很多, 例如: 声波衰减, 低衍射效率, 微小色散和光波与声波的非均匀性. 但是非互易本身和理论计

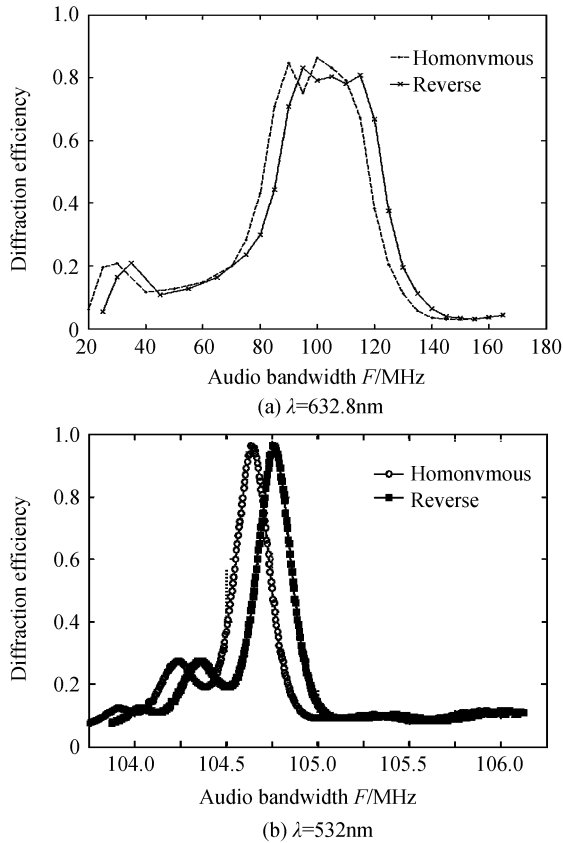


图5 对应超声频率的归一化衍射光强  
Fig. 5 Normalized diffraction intensities corresponding to ultrasonic frequency

算是完全一致的。

光偏振方向正交情况下重复实验,衍射级改变但相互作用波矢方向不变化,布喇格匹配的超声频率没有变化,由此得到非互易效应变化值。非互易效应仅由光波和超声波波矢共同方向决定。测量超声波速度和衰减系数,得到数据与反射后声波的值相一致。因此对于选择的声模式,传播方向角度的微小变化不引起波特征值明显变化<sup>[9-12]</sup>。说明二氧化碲晶体对声波各向异性较低。

### 3 结论

研究了共线型声光衍射作用的非互易性能。提出当声波驱动频率小于 GHz 接近 MHz 时,通过比较声光滤波器传输带宽,确定非互易效应造成的频移。实验发现声波传播方向影响光衍射方向,同时伴随传输带宽改变。在二氧化碲晶体中这种改变达到总衍射带宽的 50~60%。

本文结果考虑到设计超高频高分辨声光设备的非互易效应需要。在可能达到高频处修正了由多普勒效应引起的声学匹配频率。实际中可将非互易效应大规模应用光电器件的开发。

#### 参考文献

- [1] CHANG Ling-ying, ZHAO Bao-chang, QIU Yue-hong, *et al.*. Eliminate chromatic aberrations for acousto-optic tunable filter [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2009, **38**(11): 2895-2899.  
常凌颖, 赵葆常, 邱跃洪, 等. 声光可调谐滤波器(AOTF)消色散设计[J]. *光子学报*, 2009, **38**(11): 2895-2899.
- [2] LU Min, CUI Jian-min, LIU Wei, *et al.*. Performance analysis and design of quasi-collinear acousto-optic mode converter[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2005, **34**(5): 662-665.  
吕敏, 崔建民, 刘维, 等. 准共线集成声光模式转换器的性能分析与设计[J]. *光子学报*, 2005, **34**(5): 662-665.
- [3] HU Hong-zhang, DAI He-yi, ZHAO Ci, *et al.*. Integrated optical TE/TM mode converter based on collinear acousto-optic coupling[J]. *Acta Photonica Sinica*, 1997, **26**(4): 340-344.  
胡鸿璋, 戴和义, 赵慈, 等. 共线声光耦合的集成光学 TE/TM 模转换器[J]. *光子学报*, 1997, **26**(4): 340-344.
- [4] HUO Lei. Inhomogeneous spatial distribution of scattering light intensity based on Bragg acousto-optic diffraction field [J]. *Journal of Applied Optics*, 2010, **31**(1): 161-163.
- [5] DOBROLENSKIY Y S, VOLOSHINOV V B. Nonreciprocity of acousto-optic interaction in collinear tunable acousto-optic filters[J]. *Applied Optics*, 2009, **48**(7): 67-73.
- [6] SUZUKI K, OKAMOTO A. Apodization method by non-uniform spatial distribution of diffraction gratings for photorefractive wavelength filter [J]. *Asia Communications and Photonics Conference and Exhibition*, 2009: 14-15.
- [7] MAAK P, LENK S. Optimization of transducer configuration for bulk acousto-optic tunable filters [J]. *Optics Communications*, 2004, **241**(1-3): 87-98.
- [8] BALAKSHY V I, BOGUMIL B J. Acousto-optic interaction in a non-homogeneous acoustic field excited by a wedge-shaped transducer[J]. *Ultrasonics*, 2008, **48**(5): 351-356.
- [9] BALAKSHY V I, BOGUMIL B L. Light diffraction in an inhomogeneous acoustic field [J]. *Molecular and Quantum Acoustics*, 2006, **27**(2006): 7-16.
- [10] BALAKSHY V I, REVENKO A V. Acousto optic cells with wedge-shaped piezoelectric transducers excited at high-order harmonics[J]. *Journal of Communications Technology and Electronics*, 2010, **55**(7): 831-837.
- [11] BALAKSHY V I, BOGUMIL B J. Light diffraction in an inhomogeneous acoustic field excited by wedge-shaped and parabolic transducers[J]. *The European Physical Journal Special Topics*, 2008, **154**(1): 1-5.
- [12] VOLOSHINOV V B, BALAKSHY V I. Acousto-optic properties of tellurium that are useful in anisotropic diffraction [J]. *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, 2008, **10**(9): 95002-95010.

## Non-reciprocity of Collinear Acousto-optic Tunable Filter

HUO Lei, ZENG Xiao-dong, FENG Zhe-jun, CAO Chang-qing, LI Bin

(*School of Technical Physics, Xidian University, Xi'an 710071, China*)

**Abstract:** Dynamic formulas of acoustic frequency and diffraction efficiency are proposed. Distributions of diffraction efficiency of the acousto-optic cell at different driving frequencies are analyzed, and its approximate expression is also given. However, it is found that the non-reciprocal effect also appears at low frequency (e. g. 100 MHz), which usually occurs at above 1 GHz frequency. Through introducing scale factor  $\delta F/\Delta F$ , the non-reciprocal effect experiment is carried out with the laser wavelengths of 532 nm and 632.8 nm in Tellurium dioxide crystals. The obtained results show that the total change in the diffraction bandwidth is 50% to 60%, which basically matches the calculated result. According to this result, the non-reciprocal effect can be applied in the development of directional couplers (optical router) and other optoelectronic devices.

**Key words:** Acousto-Optic Tunable Filter(AOTF); Acoustic-optical diffraction; Non-reciprocal effect