

# 二次滤波提高声光可调谐滤波器光谱分辨率研究

张春光 张中华 王 号

(哈尔滨工业大学可调谐激光技术国家级重点实验室, 黑龙江 哈尔滨 150080)

**摘要** 声光可调谐滤波器是一种利用反常声光作用原理研制的分光元件,它在众多领域中广泛应用。光谱分辨率是评价声光可调谐滤波器性能的主要指标之一。系统分析了影响光谱分辨率的诸多因素,指出通过优化单一的声光可调谐滤波器的参数设计在光谱分辨率提高方面受到制约。提出一种能够有效地提高光谱分辨率的新方法——二次滤波法。通过阐述二次滤波法的基本原理以及讨论利用二次滤波法来实现光谱分辨率提高的关键技术环节,说明了利用该方法提高声光可调谐滤波器光谱分辨率的可行性和优越性。二次滤波法为声光可调谐滤波器光谱分辨率的提高开辟了新思路。

**关键词** 光学器件; 光谱分辨率; 二次滤波法; 声光可调谐滤波器

中图分类号 O439 文献标识码 A doi: 10.3788/AOS200929s1.0348

## Improvement of the Spectral Resolution of Acousto-optic Tunable Filter by Double Filtering Method

Zhang Chunguang Zhang Zhonghua Wang Hao

(National Key Laboratory of Tunable Laser Technology, Harbin Institute of Technology, Harbin, Heilongjiang 150080, China)

**Abstract** The acousto-optic tunable filter (AOTF) is one kind of prismatic elements which is developed by the abnormal acousto-optic interaction principle, it has wide applications in many fields. The spectral resolution is one of the key index for evaluating the performance of the acousto-optic tunable filter. We have analyzed the factors that were connected with the spectral resolution. And we have pointed out that the improvement of the spectral resolution was limited through optimizing the design parameters of a single AOTF. A new method called "double filtering" that can effectively enhance the spectral resolution is presented. The principle of double filtering method is described. The main technology of improving the spectral resolution by double filtering method is discussed. The feasibility and the advantage of this method on the spectral resolution improvement are confirmed. The double filtering method provides a new idea for the improvement of the spectral resolution.

**Key words** optical devices; spectral resolution; double filtering method; acousto-optic tunable filter(AOTF)

### 1 引 言

声光可调谐滤波器是利用各向异性介质中的反常布拉格衍射理论的声光器件,它在染料激光调谐、光谱分析以及光谱成像等众多领域中广泛应用<sup>[1~12]</sup>。声光可调谐滤波器的主要结构包括声光晶体和键合在它上面的压电换能器。它的工作原理是:压电换能器将加载于它上面的电信号转换成同频率的超声波,超声波在声光晶体中传播的过程中与入射光波产生非线性效应;当满足布拉格衍射条件时,入射光将发生布拉格衍射;衍射光的波长与驱

动电信号的频率一一对应;通过改变驱动电信号的频率就可以改变衍射光的波长,从而达到了滤波的作用。人们希望声光可调谐滤波器具有更高的光谱分辨率,以确保基于声光可调谐滤波器的探测仪器具备良好的识别能力。人们已经获知,通过对单一的声光可调谐滤波器的几何参数进行优化设计,能够在一定程度上提高声光可调谐滤波器的光谱分辨率,这也是目前的声光可调谐滤波器研究中提高光谱分辨率所使用的普遍方法。不过,这种办法在实际中受到声光可调谐滤波器各方面性能的限制,在提

**基金项目:** 可调谐(气体)激光技术国防科技重点实验室基金资助课题。

**作者简介:** 张春光(1980—),女,博士研究生,主要从事声光技术方面的研究。E-mail: cgzhang-hit@163.com

**导师简介:** 张中华(1955—),男,博士,教授,主要从事可调谐激光技术方面的研究。E-mail: zhzhang@hit.edu.cn

高光谱分辨率方面具有明显局限性。本文提出一种可以提高光谱分辨率的新方法即二次滤波法。利用二次滤波法能根据实际需要而灵活调节光谱分辨率,体现了二次滤波方法的优越性。

## 2 非共线声光相互作用关系及光谱分辨率的表达式

### 2.1 非共线声光作用关系

TeO<sub>2</sub> 晶体是制作非共线声光可调谐滤波器常用的声光材料。图 1 为 TeO<sub>2</sub> 非共线声光可调谐滤波器内非共线声光相互作用的矢量布局方案。声光作用平面为[110]面,入射光波矢  $k_i$ 、衍射光波矢  $k_d$  和声波矢  $K_a$  满足动量匹配条件,即  $k_i + K_a = k_d$ 。同时,切线平行关系成立, $k_i$  曲面和  $k_d$  曲面在  $k_i$  和  $k_d$  的端点处的切面互相平行。TeO<sub>2</sub> 晶体不仅具有双折射特性,还具有旋光性。对于一般的入射光方向,TeO<sub>2</sub> 晶体两个本征振动模式分别为右旋椭圆偏振

模式(右旋 e 光)和左旋椭圆偏振模式(左旋 o 光)。

对于入射光为右旋 e 光,根据反常布拉格衍射原理可知衍射光为左旋 o 光。入射光折射率  $n_i$  和衍射光折射率  $n_d$  分别满足

$$\begin{aligned} n_i &= [\cos^2 \theta_i / [n_o^2 (1 + \sigma)^2] + \sin^2 \theta_i / n_e^2]^{-1/2}, \\ n_d &= [\cos^2 \theta_d / [n_o^2 (1 - \sigma)^2] + \sin^2 \theta_d / n_e^2]^{-1/2}, \end{aligned} \quad (1)$$

式中  $\theta_i$  和  $\theta_d$  分别为入射光极角和衍射光极角。 $n_o$  和  $n_e$  分别是入射光和衍射光在垂直于光轴方向的折射率。 $n_o$  和  $n_e$  都是光波长的函数。(1)式中, $\sigma$  是一个与晶体旋光率  $\rho$  有关的量。旋光率  $\rho$  与光波长有关, $\sigma$  由  $\sigma = \lambda_0 \rho / 2\pi n$  计算<sup>[7]</sup>。

根据图 1 所示的几何关系,再结合切线平行动量匹配关系,最后可以得到超声频率  $f_a$  与入射光波长  $\lambda_0$  的调谐关系:

$$\begin{aligned} f_a &= (V_a / \lambda_0) [n_i^2 + n_d^2 - 2n_i n_d \cos(\theta_i - \theta_d)]^{1/2}, \quad (2) \\ \text{以及超声极角 } \theta_a &\text{ 与入射光极角 } \theta_i \text{ 的关系,} \end{aligned}$$

$$\tan(-\theta_a) = \frac{\tan \theta_i \{ [n_o^4 n_e^2 (1 + \sigma)^6 \tan^2 \theta_i + n_e^6 (1 - \sigma^2)^2]^{1/2} - [n_o^4 (1 + \sigma)^6 \tan^2 \theta_i + n_o^4 n_e^2 (1 + \sigma)^4]^{1/2} \}}{[n_o^4 n_e^2 (1 + \sigma)^6 \tan^2 \theta_i + n_e^6 (1 - \sigma^2)^2]^{1/2} - [n_o^4 n_e^4 (1 - \sigma)^4 (1 + \sigma)^2 \tan^2 \theta_i + n_e^6 (1 - \sigma)^4]^{1/2}}. \quad (3)$$

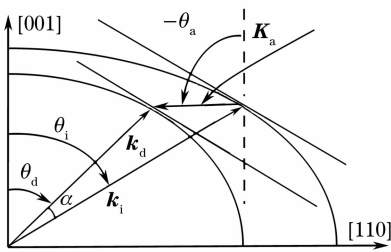


图 1 非共线声光作用的矢量布局

Fig. 1 The wave vector diagram of noncollinear AOTF

从(3)式看出, $\theta_a$  与  $\theta_i$  的关系是和光波长  $\lambda_0$  有关的。我们通常要先选定一个超声方向,然后根据声光可调谐滤波器的工作波长范围来确定入射光极角,进而确定声光可调谐滤波器的其他各项参数。本文研究的声光可调谐滤波器的工作范围在 450~850 nm,根据 632.8 nm 时的超声极角  $\theta_a$  与入射光极角  $\theta_i$  的关系来开展声光可调谐滤波器设计,因而,根据(3)式可以算出  $\theta_a$  为 83°时,对应的  $\theta_i$  为 16.67°。

### 2.2 光谱分辨率

声光可调谐滤波器的光谱分辨率可用一中心波长处的光谱宽度来描述。一般地,若不计 TeO<sub>2</sub> 晶体的旋光性,非共线声光可调谐滤波器的光谱宽度计算式如下:

$$\Delta \lambda = 1.8\pi \lambda_0^2 / (bL \sin \theta_i), \quad (4)$$

式中  $b, L$ , 和  $\lambda_0$  分别表示晶体的色散常数、声光相互作用距离和中心光波长。事实上,TeO<sub>2</sub> 晶体具有旋光性,晶体旋光性应当在光谱宽度公式中有一定的影响。这里,我们考虑了晶体旋光性的作用,重新给出光谱宽度的表达形式,以保障声光可调谐滤波器光谱分辨率的设计精度。

光谱带宽的产生是由中心光波长附近的动量失配引起的。通常,入射光线与声光晶体入射面正交。不妨设入射光线为右旋 e 光,则动量失配表示成如下形式:

$$\begin{aligned} \Delta k_1 &= (k_i + K_a + k_d) \cdot (k_i / k_i) = \\ & k_i - k_d \cos \alpha + K_a \cdot (k_i / k_i), \end{aligned} \quad (5)$$

$\Delta k_1$  表示某一中心波长附近的动量失配; $\alpha$  表示入射光与衍射光的夹角, $\alpha = \theta_i - \theta_d$ 。一般情况下  $\alpha$  较小, $\cos \alpha \approx 1$ 。设  $\phi_i$  和  $\phi_a$  分别表示入射光波矢和超声波矢的方位角,则  $k_i$  和  $K_a$  的方向余弦分别表示为  $(\sin \theta_i \cos \phi_i, \sin \theta_i \sin \phi_i, \cos \theta_i)$  和  $(\sin \theta_a \cos \phi_a, \sin \theta_a \sin \phi_a, -\cos \theta_a)$ 。从而,

$$\begin{aligned} \Delta k_1 &= k_i - k_d + \\ & K_a [-\cos \theta_a \cos \theta_i + \sin \theta_a \sin \theta_i \cos(\phi_a - \phi_i)]. \end{aligned}$$

根据声光可调谐滤波器的大角孔径条件可以进一步证明出, $\phi_i = \phi_a$ ,这说明入射光波矢与超声波矢

处于同一平面内。令  $a = K_a/k_d$ , 整理(5)式得

$$\Delta k_1 = \frac{2\pi}{\lambda} [n_i - n_d - an_d \cos(\theta_a + \theta_i)], \quad (6)$$

对动量失配  $\Delta k_1$  在  $\Delta k_1 = 0$  附近作泰勒级数展开:

$$\Delta k_1 = \left. \frac{\partial \Delta k_1}{\partial \lambda_0} \right|_{\Delta k_1=0} \delta \lambda_0 + \left. \frac{\partial^2 \Delta k_1}{\partial \theta_i^2} \right|_{\Delta k_1=0} \frac{\delta \theta_i^2}{2} + \left. \frac{\partial^2 \Delta k_1}{\partial \phi_i^2} \right|_{\Delta k_1=0} \frac{\delta \phi_i^2}{2} \quad (7)$$

定义色散系数  $b'$ ,

$$b' = 2\pi \left\{ (n_i - n_d) - \left[ \frac{\partial(n_i - n_d)}{\partial \lambda_0} \right] \lambda_0 \right\}, \quad (8)$$

色散系数  $b'$  可由式(1) 计算得到。 $b'$  与光波长和入射光极角有关,也体现了晶体旋光性的影响。由(7)式得

$$\left. \frac{\partial \Delta k_1}{\partial \lambda_0} \right|_{\Delta k_1=0} = \frac{2\pi}{\lambda_0^2} \left\{ \left[ \frac{\partial(n_i - n_d)}{\partial \lambda_0} \right] \lambda_0 - (n_i - n_d) \right\} = -b'/\lambda_0^2, \quad (9)$$

通常,衍射效率  $\eta$  表示为

$$\eta = \frac{\eta_0 \sin^2(\pi\delta)}{(\pi\delta)^2} = \frac{\eta_0 \sin^2(\Delta k_1 L/2)}{(\Delta k_1 L/2)^2}, \quad (10)$$

$\eta_0$  表示峰值衍射效率,它与射频信号功率和声光晶体的几何尺寸等因素有关。 $\delta$  为失配因子。从(10)式得,衍射效率的半高峰条件  $\eta = \eta_0/2$  在  $\delta = \Delta k_1 L/2\pi = \pm 0.45$  时满足。从而,由(7)式和(9)式得到光谱半高全宽的表达式:

$$\Delta \lambda = 2\delta \lambda_0 = 1.8\pi \lambda_0^2 / (b' L), \quad (11)$$

(11)式是考虑晶体旋光性影响后的光谱宽度的表达式。

### 3 提高光谱分辨率的方法

#### 3.1 提高声光可调谐滤波器的常用方法

对于单个的声光可调谐滤波器而言,通过分析(11)式的不难知道有关减小光谱宽度的一些途径。从(11)式可知,光谱宽度随着声光作用距离的增大而减小,从而增大声光作用距离能够在一定程度上减小光谱宽度。不过由于声光可调谐滤波器的入射光孔径角与声光作用距离成反比,过分地增加声光作用距离会使入射光孔径变得很小,从而影响声光可调谐滤波器的集光能力。因而通过增大声光作用距离的办法来减小光谱宽度是受限的。另外从(11)式还可看出,色散系数  $b'$  与光谱宽度相联系,增大色散系数  $b'$  可以减小光谱宽度。如图 2 所示,根据色散系数  $b'$  与入射光极角的关系,色散系数  $b'$  随入射光极角的增大而增大。那么,增大入射光极角就可以减小光谱宽度。过大入射光极角会加大对

超声频率的要求,较高的超声频率一方面会加大晶体内超声波的衰减,提高超声功率的要求;另一方面较高超声频率的要求也会加大合适的射频驱动源的制作难度。因而,为了减小光谱宽度而增大入射光极角也是有限度的。通过上面的分析可知,增大声光作用距离和入射光极角的办法在一定程度上可以减小光谱宽度,从而提高光谱分辨率,但是由于受到声光可调谐滤波器多方面性能的制约,这种办法提高光谱分辨率的程度受到很大限制。此外,声光作用距离以及入射光极角一经确定,单个声光可调谐滤波器的光谱分辨率就被确定下来,无法根据实际应用进行灵活调节。这些均反映出这种办法的局限性。

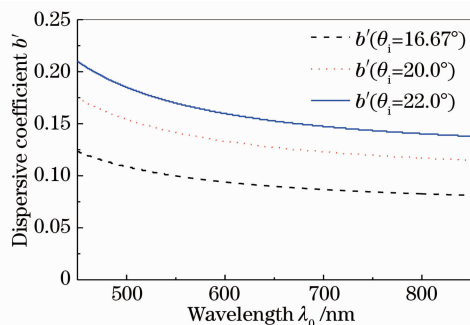


图 2 色散系数  $b'$  与入射光极角  $\theta_i$  和光波长  $\lambda_0$  的关系  
Fig. 2 Dispersive coefficient  $b'$  versus the incident polar angle  $\theta_i$  and the wavelength  $\lambda_0$

#### 3.2 提高光谱分辨率的二次滤波方法

本文提出了一种能够提高声光可调谐滤波器光谱分辨率的新方法即二次滤波法。二次滤波法的基本原理在于:两个独立的声光可调谐滤波器组成一个整体的声光可调谐滤波器单元,整体的声光可调谐滤波器单元被作为一个分光元件使用。两个声光可调谐滤波器前后放置,且保持主平面互相平行。通过分别调节加在两个声光滤波器的压电换能器上的射频信号实现对超声波的控制。由超声波频率调谐关系,从两个滤波器出射的光信号波长得到相对独立地调谐。在声光可调谐滤波器单元内部,任意一个滤波器在某一选定的中心波长都存在一定的光谱宽度。让这两个声光可调谐滤波器同时工作,并且在同一时刻通过调整超声频率使得两个滤波器输出光的中心波长在理论上存在合理的波长差,波长差的选取要保证两中心波长处光谱范围存在共同的光谱区。此时,经过声光可调谐滤波器单元的光经历了两次滤波过程,得到了相对窄的光谱带宽。图 3(a)为二次滤波法的原理图。如图 3(a)所示,入射光垂直入射到第一个声光可调谐器(AOTF<sub>1</sub>)的表面上,在 AOTF<sub>1</sub> 内部经历声光作用过程后从

AOTF<sub>1</sub> 出射,衍射光的出射方向与入射光成一定角度。为尽量减少衍射光随光波长变化的飘移,AOTF<sub>1</sub> 的出射面加工成与入射面一定角度。AOTF<sub>1</sub> 的衍射光波长和光谱宽度随着 AOTF<sub>1</sub> 的超声波变化而变化。然后,AOTF<sub>1</sub> 的出射光被作为入射光垂直入射到第二个声光可调谐滤波器

(AOTF<sub>2</sub>) 的表面。经加载到 AOTF<sub>2</sub> 上超声波的控制,光线在 AOTF<sub>2</sub> 内部经历了第二次声光作用后出射。这样,光线在声光可调谐滤波器单元内共经历了两次声光滤波过程。通过调节两声光滤波器之间的中心光波长差来调控两者的共同光谱区,从而能够实现光谱分辨率灵活而有效地提高。

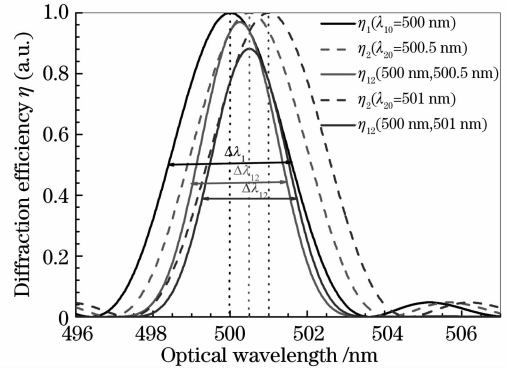
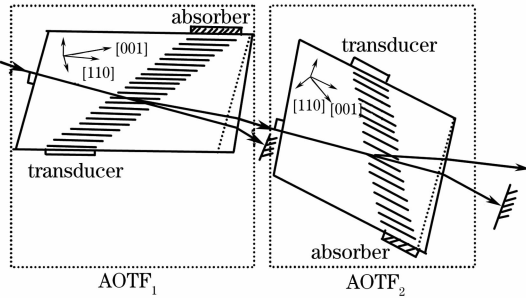


图 3 (a)二次滤波法的原理图;(b)二次滤波法提高光谱分辨率的效果

Fig. 3 (a) Principle of double filtering method; (b) situation of the spectral resolution after double filtering

在图 3(b)中给出了一组选定参数下的二次滤波法提高光谱分辨率的效果。图 3(b)中,AOTF<sub>1</sub> 和 AOTF<sub>2</sub> 均采用  $L=4\text{ mm}$  和  $\theta_a=83^\circ$ 。 $\eta_1$ 、 $\eta_2$  和  $\eta_{12}$  分别表示 AOTF<sub>1</sub>、AOTF<sub>2</sub> 和二次滤波后的衍射效率,由式(11)计算。AOTF<sub>1</sub> 的超声频率取确定的值以使 AOTF<sub>1</sub> 的衍射光中心波长固定在 500 nm,调节 AOTF<sub>2</sub> 上超声频率使得其中心光波长分别处于 500.5 nm 和 501 nm。从图 3(b)中看出,随着 AOTF<sub>2</sub> 上中心光波长的改变,AOTF<sub>2</sub> 与 AOTF<sub>1</sub> 的共同光谱范围不断变化,最后经过两次滤波过程的光谱宽度较使用单一滤波器时已明显变窄。说明了利用二次滤波法实现光谱分辨率提高的可行性。

析中,令 AOTF<sub>1</sub> 和 AOTF<sub>2</sub> 的声光作用距离取相等的 4 mm。AOTF<sub>1</sub> 和 AOTF<sub>2</sub> 的设计选取相同的超声极角( $\theta_a=83^\circ$ ),因此满足相同的频率调谐曲线。而且,通过计算可知两者的色散系数  $b'$  相等。根据二次滤波的衍射效率曲线,能够进而算出二次滤波的光谱宽度。

组成声光可调谐滤波器单元的两个声光可调谐滤波器的设计工作主要是依据上面介绍的声光相互作用关系。需要指出的是,当 AOTF<sub>1</sub> 入射光为右旋 e 光时,衍射光为左旋 o 光;从而 AOTF<sub>2</sub> 的入射光就为左旋 o 光,衍射光右旋 e 光。因而,AOTF<sub>2</sub> 的设计应当把第 2.1 节的声光作用关系中的“i”和“d”全部调换来使用。

二次滤波中两个声光滤波器间的中心光波长差对光谱分辨率的存在影响。设 AOTF<sub>1</sub> 和 AOTF<sub>2</sub> 具有中心波长差  $\Delta\lambda$ , $\Delta\lambda=\lambda_{20}-\lambda_{10}$  ( $\lambda_{20}$  和  $\lambda_{10}$  分别是 AOTF<sub>1</sub> 和 AOTF<sub>2</sub> 的中心光波长)。以 AOTF<sub>1</sub> 的中心光波长  $\lambda_{10}$  为参考波长,通过在确定的参考中心波长  $\lambda_{10}$  下改变 AOTF<sub>2</sub> 的中心光波长  $\lambda_{20}$ ,进而讨论中心波长差  $\Delta\lambda$  在改变光谱分辨率方面的有关规律。图 4(a)为在一组参考中心光波长  $\lambda_{10}$  下的二次滤波光谱宽度  $\Delta\lambda_{12}$  随中心波长差  $\Delta\lambda$  的变化。如图 4(a)所示,在确定的  $\lambda_{10}$  下, $\Delta\lambda_{12}$  随着  $\Delta\lambda$  的增大而减小;对于固定的  $\Delta\lambda$ , $\Delta\lambda_{12}$  随着参考光波长  $\lambda_{10}$  的增大而增大。

### 3.3 二次滤波法提高光谱分辨率的规律

随着 AOTF<sub>1</sub> 和 AOTF<sub>2</sub> 的中心波长差的变化,二者的交叉光谱区域的大小也会随着改变,从而也会对二次滤波后的声光衍射效率存在影响。图 4(b)给出了在一组参考中心波长  $\lambda_{10}$  下的二次滤波衍射效率的极大值  $(\eta_{12})_{\max}$  与中心波长差  $\Delta\lambda$  的关系曲线。从图 4(b),在确定的  $\lambda_{10}$  下, $(\eta_{12})_{\max}$  随着  $\Delta\lambda$  的增大而减小。图 4(b)说明,中心光波长差的加大会引起衍射效率在一定程度上降低。

二次滤波的衍射效率  $\eta_{12}$  可以由  $\eta_{12}=\eta_1\eta_2$  来计算。 $\eta_1$  和  $\eta_2$  分别表示 AOTF<sub>1</sub> 和 AOTF<sub>2</sub> 的衍射效率,它们可以由(11)式计算。(11)式中的峰值衍射效率  $\eta_0$  是严格满足动量匹配时的衍射效率。当声光晶体的自身性质、几何尺寸以及超声功率的参数选择适当时,在分析中可认为  $\eta_0=1$ 。在下面的分

光谱分辨率和衍射效率是声光可调谐滤波器的

两个重要性能参数。实际中,为确保声光可调滤波器具备良好的综合性能,遥遥光谱分辨率和衍射效率均保持在合理的水平。图 4(a)和图 4(b)说明,二次滤波的光谱分辨率和声光衍射效率均与中心波长差  $\Delta\lambda$  存在密切关系。在一确定的参考中心波长下,二次滤波的光谱宽度随波长差  $\Delta\lambda$  的增加而变窄,二次滤波的衍射效率随波长差  $\Delta\lambda$  的增加而降低。一

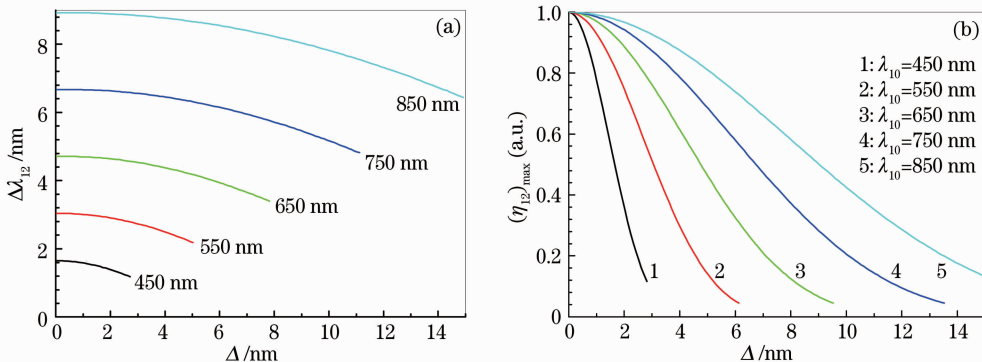


图 4 (a) 二次滤波后的光谱宽度  $\Delta\lambda_{12}$  与中心光波长差  $\Delta\lambda$  的关系曲线; (b) 二次滤波衍射效率极大值  $(\eta_{12})_{\max}$  与中心波长差  $\Delta\lambda$  的关系曲线

Fig. 4 (a) Double-filtering spectral bandwidth  $\Delta\lambda_{12}$  versus the central wavelength interval  $\Delta\lambda$ ; (b) maximum diffraction efficiency  $(\eta_{12})_{\max}$  versus the central wavelength interval  $\Delta\lambda$

本文提出一种选取中心波长差的有效方法。定义因子  $Q$ ,  $Q = [\Delta\lambda] / [(\eta)_{\max}]$ ,  $Q$  表示一个光信号的锐度。分析可知,我们希望获得具有相对较小  $Q$  值的光信号,因为较小  $Q$  值的光信号被认为具有相对较窄的光谱线宽和较高的声光衍射效率,声光可调滤波器后续的探测设备更容易接收到较好质量的信号。我们就二次滤波法中  $Q$  因子选取的有关规律进行了研究。图 5 给出了 AOTF<sub>1</sub> 的  $Q$  因子( $Q_1$ )和二次滤波的  $Q$  因子( $Q_{12}$ )与中心波长差  $\Delta\lambda$  的关系曲线。如图 5 所示,在任一确定的参考中心波长,  $Q_1$

方面,为了获得较好的光谱分辨能力,我们希望二次滤波后的光谱宽度越窄越好,这就要求我们选取较大的中心波长差;另一方面,为了获得较强的光信号,我们希望二次滤波的衍射效率较大,这需要选取较小的中心差。因此,恰当选取中心波长差,以确保二次滤波的光谱宽度和衍射效率均处在合理的范围内是必要的。

保持为常数。同时,长波光信号对应着较大的  $Q_1$  值。从图 5 还可看出,经过二次滤波过程后的  $Q$  因子( $Q_{12}$ )的变化情况。对于每一确定的参考中心光波长  $\lambda_{10}$ ,  $Q_{12}$  随着中心波长差  $\Delta\lambda$  的增加而增大;对于长波段而言,  $Q_{12}$  随着中心波长差  $\Delta\lambda$  增长的趋势更为平缓。在图 5 中,在任一确定的参考中心光波长  $\lambda_{10}$  下,与曲线均存在一个交点,且有  $Q_1 = Q_{12}$  成立,该交点称作平衡点。在平衡点处, AOTF<sub>1</sub> 与二次滤波所得到的光信号的具有相同的锐度。

平衡点的发现,为合理地选取中心波长差值提供了可靠依据。在实际应用中,我们应该利用二次滤波法尽量选取平衡点附近的中心波长差。在平衡点处,不仅光谱宽度较之使用单一声光可调滤波器情况明显变窄,而且衍射效率也可保持在较高的水平。另外,此时二次滤波与单一滤波器情形的光信号具有相等的锐度,从而保证了二次滤波光信号具备与单一滤波器光信号近似良好的信号质量。图 6(a)给出了在平衡点处光谱宽度降低程度与对应的参考中心波长及中心波长差的关系。如图 6(a)所示,在平衡点处,参考中心波长范围在 450~850 nm,用二次滤波法得到的光谱宽度较使用单一滤波器情形平均减小了 33%,二次滤波光谱分辨率平均提高到单次滤波情况的 1.47 倍,这说明了二次滤波法在提高光谱分

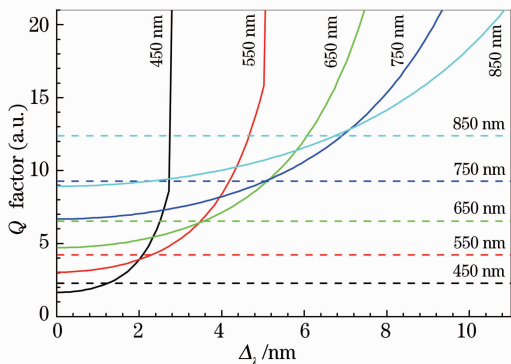


图 5  $Q$  因子随中心光波长差  $\Delta\lambda$  的变化关系(实线表示  $Q_{12}$ , 点划线表示  $Q_1$ )

Fig. 5 Relation between  $Q$  and the interval  $\Delta\lambda$  (dash line indicates  $Q_1$ , solid line indicates  $Q_{12}$ )



分辨率方面的有效性。图 6(b)给出了在平衡点处二次滤波方法的声光衍射效率。如图 6(b),参考中心波长范围 450~850 nm,二次滤波方法中平衡点处的声光衍射效率平均保持在 68%的水平,有效地保

证光信号的质量。综合分析图 6(a)和图 6(b)可以证明,利用二次滤波中的 Q 因子平衡点,在保持良好信号质量前提下有效提高光谱分辨率方面具备可行性。

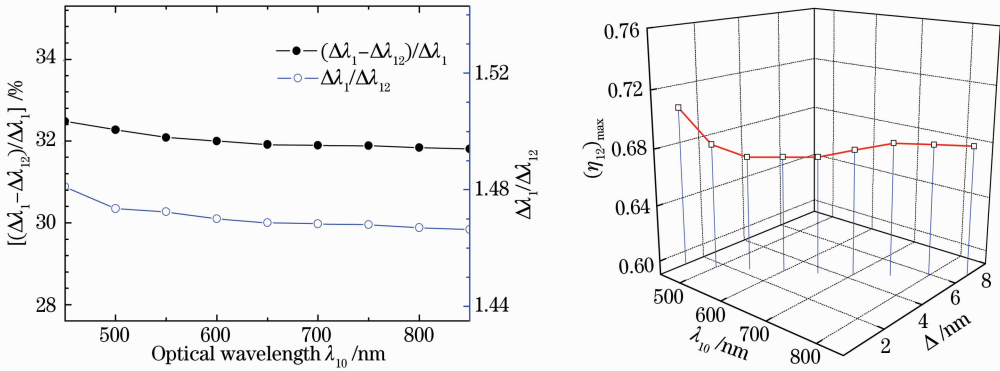


图 6 (a)平衡点处,二次滤波后光谱宽度的变化程度与参考中心光波长  $\lambda_{10}$  的关系; (b)平衡点的声光衍射效率峰值  $(\eta_{12})_{\max}$  与参考中心波长  $\lambda_{10}$  和中心波长差  $\Delta\lambda$  的关系

Fig. 6 (a) Relation of the variation of the spectral width and reference central wavelength  $\lambda_{10}$  after double filtering at equilibrium point; (b) At the equilibrium point,  $(\eta_{12})_{\max}$  versus the reference central wavelength  $\lambda_{10}$  and the wavelength interval  $\Delta\lambda$

## 4 结 论

光谱分辨率是评价声光可调谐滤波器性能的重要指标。本文推导出了考虑声光相互作用介质的旋光特性的光谱宽度表达式,对于保证声光可调谐滤波器光谱分辨率的计算精度具有现实意义。指出了使用单一滤波器在提高光谱分辨率方面的局限性。本研究中提出了一种能够有效提高声光可调谐滤波器光谱分辨率的二次滤波法。研究中通过对二次滤波中影响光谱宽度的因素的讨论发现:在确定参考中心波长下增大两声光滤波器单元的中心波长差值能够有效地提高光谱分辨率,同时会使声光衍射效率明显降低,这对所得光信号的质量造成了负面影响。研究中引入了表示信号锐度的 Q 因子。在对 Q 因子变化规律的研究发现了 Q 值的平衡点。研究发现,在平衡点处,光谱宽度得到明显减小,声光衍射效率处在较高的水平。本研究证明,二次滤波中引入 Q 值平衡点可以作为在保证良好信号质量前提下提高声光可调谐滤波器的光谱分辨率的有效方法。二次滤波法的提出,为有效提高声光可调谐滤波器的光谱分辨率提供了新途径。

## 参 考 文 献

- 1 N. Gupta, V. B. Voloshinov. Development and characterization of two-transducer imaging acousto-optic tunable filters with extended tuning range[J]. *Appl. Opt.*, 2007, **46**(7): 1081~1088
- 2 V. B. Voloshinov, K. B. Yushkov, B. B. J Linde. Improvement in performance of a TeO<sub>2</sub> acousto-optic imaging spectrometer[J]. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, 2007, **9**(4): 341~347
- 3 N. Gupta, D. R. Suhre. Acousto-optic tunable filter imaging spectrometer with full Stokes polarimetric capability[J]. *Appl. Opt.*, 2007, **46**(14): 2632~2637
- 4 Chunguang Zhang, Zhonghua Zhang, Yu Yang *et al.*. Design and analysis of a noncollinear acousto-optic tunable filter[J]. *Opt. Lett.*, 2007, **32**(16): 2417~2419
- 5 I. C. Chang. Noncollinear acousto-optic filter with large angular aperture[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1974, **25**(7): 370~372
- 6 P. A. Gass, J. R. Sambles. Accurate design of noncollinear acousto-optic tunable filter[J]. *Opt. Lett.*, 1991, **16**(6): 429~431
- 7 N. Uchida. Optical properties of single-crystal paratellurite (TeO<sub>2</sub>)[J]. *Phys. Rev. B*, 1971, **4**(10): 3736~3745
- 8 D. R. Suhre, J. G. Throdore. White-light imaging by use of a multiple passband acousto-optic tunable filter[J]. *Appl. Opt.*, 1996, **35**(22): 4494~4501
- 9 I. C. Chang. Analysis of the noncollinear acousto-optic filter[J]. *Electro. Lett.*, 1975, **11**(25): 617~618
- 10 I. C. Chang, P. Katzka. Enhancement of acousto-optic filter resolution using birefringence dispersion in CdS[J]. *Opt. Lett.*, 1982, **7**(11): 535~536
- 11 L. J. Denes, B. Kaminsky, M. Gottlieb *et al.*. Image processing using acousto-optical tunable filtering[C]. *SPIE*, 1997, **2962**: 111~121