

双折射滤光器及其在天文学中的应用

艾国祥

(中国科学院北京天文台)

提 要

本文综述了双折射滤光器的发展简史,它的各种类型、特点及应用价值。介绍了它的最新进展——偏振实体 Michelson 干涉滤光器和多通道双折射滤光器,特别强调了视频光谱仪系统所具有的发展潜力。

一、前 言

测量物体的辐射,特别是测量辐射的光谱特性是了解物体性质的重要途径。用于测量光学辐射的仪器有两大类:一是光谱仪,早期有棱镜光谱仪,后来又发展了各种光栅光谱仪和 Fourier 光谱仪。这些仪器能获得一定范围的同时光谱,但同时的视场只有一条狭缝或一个点;另一是滤光器,如 Fabry-Perot 滤光器和双折射滤光器,这些滤光器能获得大范围的面视场,但只能同时获得一个波长上的单色像。由于天体的研究主要依靠观测来进行,天体的物理性质,主要通过了解它的辐射光谱特性来获得。因此,这两类仪器在天文学的发展上,互相取长补短,起了重要作用。本文主要综合评论双折射滤光器及其类似设备,讨论它的发展历史,各种类型、特点及在天文学,特别是在太阳物理学中的应用价值。重点介绍自八十年代以来的新进展,介绍偏振实体 Michelson 干涉滤光器以及多通道双折射滤光器。特别强调多通道滤光器的一种主要类型——视频光谱仪。这种系统兼有二维大视场和同时光谱的特点,有可能使前面谈到的两大类光谱仪器的功能获得统一,它的新特点和高效率不仅为天文学的研究提供了新的强有力的工具,也为遥感、军事以及等离子体诊断等这样一些需要二维实时光谱的领域,提供了应用的可能性。

限于篇幅,本文只列出主要文献,如需了解更多细节,可根据主要文献找到有关资料。

二、双折射滤光器发展简史

了解双折射滤光器的发展过程,不仅对推广应用有重要意义,而且能为创新和发展,提供重要的线索。

最早的双折射滤光器,是 1938 至 1944 年间,由 Lyot-Öhman^[1]分别单独发明的,一般

称为 Lyot 和 Öhman 滤光器, 简称 Lyot 滤光器, 其主要特点是, 在两偏振片(器)之间, 只能放置一级双折射晶体。1949 年, Evans^{[2], [3]} 发明了可放置两级晶体的滤光器, 称为 Evans 滤光器。1954 年以后的十余年间, Solc 等人^[4-7] 发明和改进成为可放置若干等厚晶体的, 相当于若干等效 Lyot 级的滤光器, 称 Solc 滤光器。随着滤光器的发展。对其物理过程的描述, 也根据研究内容的特点而采用了众多的数学工具。开始时, 采用直角坐标系, 后来发展为运用 Jones 矩阵、Muelliar 矩阵和 Poincaré 球等^[8]。1964—1966 年间, Harris 和 Ammann 等人^[9-11], 提出光学网络综合法。此法不仅能给出 Solc 和 Lyot 滤光器的统一表达形式, 而且可按所需的输出透过轮廓, 设计出所需的滤光器结构。后来本文作者等人, 根据 Fourier 表示法的特点, 找到了 Lyot、Evans 和 Solc 等滤光器的统一表示式, 并发展了等 Fourier 系数双折射滤光器, 使以上几种滤光器之间能严格匹配起来^[12], 解决了在一个滤光器之中, 当采用各种类型的级次时, 彼此的严格匹配问题。

早期滤光器仅能在一个波长上使用, 后来发展到可分别用于几个波长。近十年来, 已有称为万能滤光器的装置, 从 3,800 Å 至 7,000 Å 连续可调^[13]。滤光器的附属波片, 由窄波段波片发展为全色波片^{[14], [15]}。滤光器带宽由开始的几 Å, 到 0.5 Å, 直到目前的 1/8 Å 左右^{[13], [16]}。随着红外和紫外偏振器件的发展, 滤光器广泛用于这些波段的可能性正在增长^{[16], [17]}。滤光器原来仅用于获取太阳单色像, 目前已成为太阳磁场和太阳速度场观测的主要工具^[19], 它的理论和方法甚至运用到微波领域中^[20]。

前述三类滤光器, 都要求完善的偏振器件, 其偏振度要求达到 99.9%。1976 年以来, Title^[21] 提出部分偏振片滤光器。在两级或三级 Lyot 滤光器之间的偏振片, 可以采用部分偏振片, 这不仅有利于提高透过率, 而且有利于抑制主带外散射光。在西方, 把这种滤光器称为双折射滤光器, 这是沿用了 Lyot 的早期提法, 因所用材料是双折射晶体。在苏联则称为干涉偏振滤光器, 主要是强调这种系统的工作原理。实际上不用双折射晶体也能构成这类滤光器, 西方科学家称为类双折射滤光器。1980 年, Title 和 Ramsey 对 Evans^[3] 的一个原始设想作了重要发展, 提出了偏振实体 Michelson 干涉滤光器^[22], 就是不用双折射晶体的类似滤光器, 它采用光学玻璃, 具有更大的视场和抗温敏能力, 并且为把透过带宽降到 0.01 Å 左右提供了可能性。1985 至 1986 年, 本文作者从原理上发明了多通道滤光器^[23-26], 取得三项重要进展, 即视频光谱仪、全透射滤光器和带多通道头的滤光器。不久, 苏定强等^[27] 提出另一类多通道滤光器, 可同时用于少数几条谱线。

总的来说, 滤光器的发展主要有如下几方面: 在两偏振器间包含级数的进展, 以提高透过率; 由采用完善偏振片到部分偏振片; 由使用双折射晶体到使用光学玻璃; 由已知角度分布求透过轮廓到由透过轮廓反推角度分布; 由单波段到万能滤光器; 由单通道到多通道; 由二维单色像到二维光谱仪; 由半透射到全透射等。探究其发展原因, 可以认为除必要的技术条件外, 科学思想也起了重要作用。较全面地了解滤光器的简史、功能和应用领域, 再加上不满足现状, 敢于突破原有框架, 就有可能促进它的发展。估计在今后一段时间内, 可能的发展方向是: 1. 视频或二维光谱仪; 2. 分辨率 0.01 Å 的偏振实体 Michelson 干涉滤光器; 3. 用于红外或紫外的系统和有关元器件; 4. 从天文领域向广泛的科学、经济和军事领域扩展应用。

三、双折射滤光器的基本特性

1. 简要原理 以 Lyot 滤光器为例作简要讨论，在两片偏振片 P_1 和 P_2 之间，介入一双折射晶片 b ，光轴躺在晶片表面，光轴方位角与偏振片轴成 45° 角，如图 1 所示。当光入射，且 $P_1 \parallel P_2$ 时，偏振光经晶体双折射引起光程差，在第二偏振片产生干涉，其透过率可表示为^[1]：

$$\tau(\lambda) = \cos^2\left(\pi \frac{\mu d}{\lambda}\right) \tag{1}$$

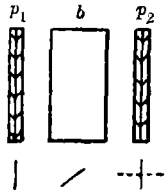


图 1. Lyot 滤光器单级结构。

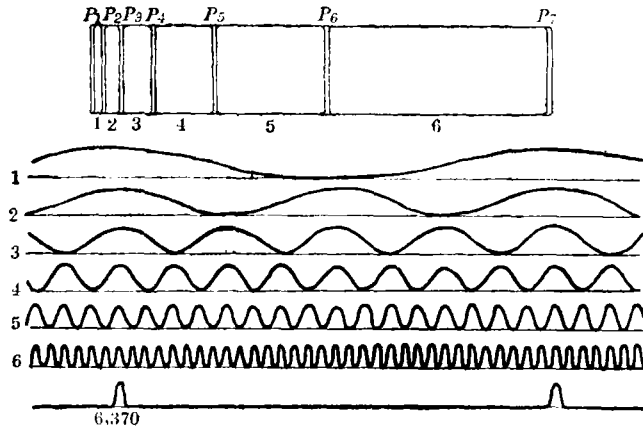


图 2. 6 级 Lyot 级滤光器结构和透过轮廓。

其中 $\mu = n_e - n_o$ ，为晶体的双折射率， d 为晶片厚度， λ 为波长， $\tau(\lambda)$ 是随 λ 变化的凹槽光谱。如使这样的级连续且匹配排列，其后晶体厚度按 $d_k = 2^k d_0$ 设计， $k = 0, 1, 2, \dots, n-1$ ，则合成透过率为：

$$\begin{aligned} \tau(\lambda) &= \cos^2\left(\pi \frac{\mu d_0}{\lambda}\right) \cos^2\left(\pi \frac{\mu d_1}{\lambda}\right) \dots \cos^2\left(\pi \frac{2^k \mu d_0}{\lambda}\right) \\ &= \prod_{k=0}^{n-1} \cos^2\left(\pi \frac{2^k \mu d_0}{\lambda}\right) \end{aligned} \tag{2}$$

其透过轮廓如图 2 所示。

(2) 式还可以写成：

$$\tau(\lambda) = \frac{\sin^2\left(2^n \pi \frac{\mu d_0}{\lambda}\right)}{2^n \sin^2\left(\pi \frac{\mu d_0}{\lambda}\right)} \tag{3}$$

这个公式与光栅光谱仪中，刻线数为 2^n 条，光谱级次为 $\frac{\mu d_0}{\lambda}$ 的光栅公式类似。

2. 带宽性质 由(2)和(3)均可得到通带全宽一半的宽度公式^[2]。

$$\Delta\lambda_{\text{HW}} = \frac{\lambda_0^2}{2^n \mu d_0} \left(\frac{1}{1 - \frac{\lambda}{\mu} \frac{\partial \mu}{\partial \lambda}} \right) = \frac{\lambda_0^2}{2^n \mu d_0} \cdot Q \quad (4)$$

其中Q为半宽色散改正因子。如果考虑半功率点之间的宽度, 则为:

$$\Delta\lambda_{\text{FWHM}} \doteq 0.886 \Delta\lambda_{\text{HW}} \quad (5)$$

滤光器的自由光谱程为:

$$\Delta\lambda_{\text{FSR}} = \lambda_0^2 / \mu d_0 \quad (6)$$

这样n级滤光器的干涉束有效数为:

$$F = \Delta\lambda_{\text{FSR}} / \Delta\lambda_{\text{FWHM}} = 1.129 \times 2^n \quad (7)$$

目前世界上最窄带宽的滤光器具有大约 $1/8 \text{ \AA}$ 的带宽, 我国正在研制的多通道滤光器, 有些通道的带宽只有 $0.04-0.05 \text{ \AA}$ 。

3. 视场特性 非垂直入射的光线, 其程差有离轴效应^{[1],[2]},

$$\Delta = \Delta_0 \left[1 + \frac{\varphi^2}{2\omega} \left(\frac{\cos^2 \theta}{\varepsilon} - \frac{\sin^2 \theta}{\omega} \right) \right] \quad (8)$$

当 $\varepsilon > \omega$ (正晶体), 令 $n_o = \omega$, $n_e = \varepsilon$, 有

$$\Delta = \Delta_0 \left[1 + \frac{\varphi^2}{2n_o} \left(\frac{\cos^2 \theta}{n_e} - \frac{\sin^2 \theta}{n_o} \right) \right] \quad (9)$$

当 $\varepsilon < \omega$ (负晶体) 时, 有

$$\Delta = \Delta_0 \left[1 + \frac{\varphi^2}{2n_o} \left(\frac{\cos^2 \theta}{n_o} - \frac{\sin^2 \theta}{n_e} \right) \right] \quad (10)$$

其中, Δ_0 为垂直入射延迟量, φ 为入射角, θ 为方位角。

Lyot^[1]将一级晶体分为两半, 光轴交叉, 在其间放置 45° 角的 $\lambda/2$ 波片, 构成宽视场级。其离轴效应公式变为:

$$\Delta = \Delta_0 \left[1 \pm \frac{\varphi^2}{4\omega} \left(\frac{1}{\varepsilon} - \frac{1}{\omega} \right) \right] \quad (11)$$

对正、负晶体, 分别取“+”或“-”号。由上式可得离轴光线的中心波长位移为:

$$\frac{\delta\lambda}{\lambda_0} = \pm \frac{\varphi^2}{4\omega^2 \varepsilon} (\omega - \varepsilon) \quad (12)$$

在 Fabry-Perot 滤光器以及 Michelson 干涉仪中, 离轴光线的相应波长位移为:

$$\frac{\delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{1}{2} \frac{\varphi^2}{n^2} \quad (13)$$

这样, 双折射滤光器视场扩大k倍,

$$k \doteq \frac{2\varepsilon\omega^2}{\omega - \varepsilon} \cdot \frac{1}{n^2} \quad (14)$$

Titte^[17]对不同晶体材料, 给出了由视场扩大引起的通量增加数值。表1中, 我们分别对在空气介质 ($n=1$) 和在介质 $n=1.5$ 的情况下, 给出视场和通量增加的数值。由表1可见, 大视场是双折射滤光器明显优于其他滤光器的主要特性之一。

表 1 双折射滤光器的大视场特性

材 料	$ n_o - n_e $	视场增加倍数		通量增加倍数	
		$n = 1.5$	$n = 1.0$	$n = 1.5$	$n = 1.0$
冰洲石	0.1720	4.6	6.9	21.1	47.5
KDP	0.0454	8.2	12.3	67.4	151.6
MgF ₂	0.0118	14.1	21.2	200.2	450.5
石 英	0.0091	19.0	28.5	361.3	813
PVA	0.003—0.013	12.8—25.8	19.2—38.7	164.4—666.6	370—1500
PET	0.05—0.20	3.3—6.6	5.0—9.9	11.1—43.6	25—98

4. 调节波长装置 在每一级中, 通过附加 $1/4$ 和 $1/2$ 波片, 可以调节透过带的波长。图 3 给出了三种调节波长装置的结构^{[1], [2]}。目前已有从 $\lambda 3,800 \text{ \AA}$ 至 $\lambda 7,000 \text{ \AA}$ 的连续可调

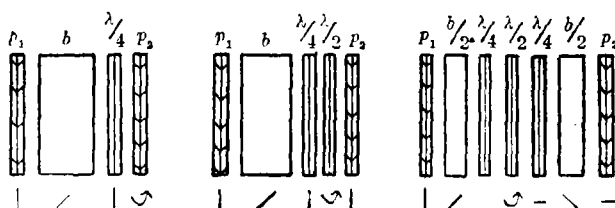


图 3. 三类调节波长装置结构图。

的滤光器, 称为万能滤光器。它的调节范围, 目前主要受到波片的全色性能和偏振器件的使用波长范围的限制。在以上三种装置中, 偏振片转 180° 或者 $1/2$ 波片转 90° , 波长将移动带宽的全宽。采用步进电机, 不难作到 $10'$ 的精度, 因此调节波长精度易于达到 $1/1,080$ 或者 $1/540$ 带宽。对 $1/8 \text{ \AA}$ 带宽滤光器, 调节波长精度可达 0.00024 \AA 或者 0.00048 \AA 。由于机械上易于做到稳定, 因此波带位置也是十分稳定的。作者曾指出^[20], Lyot 滤光器的总透过率在自由光谱程之间是守恒的, 恒等于透过带的半宽。采用这个理论, 对装在望远镜上的滤光器, 利用调节波长装置, 可把中心波长严格调到所用光谱线中心波长上。调节波长还有其他方法, 如索列尔补偿片, KD*P 电光晶体等。但技术复杂, 使用价值不大。

5. 温度对波带稳定性的影响 温度变化, 改变晶片长度和折射率, 引起波带位移:

$$\frac{\partial \lambda}{\partial T} = \frac{\lambda}{\left(1 - \frac{\lambda}{\mu} \frac{\partial \mu}{\partial \lambda}\right)} \cdot \left(\frac{1}{\mu} \frac{\partial \mu}{\partial T} + \frac{1}{d} \cdot \frac{\partial d}{\partial T}\right) \quad (15)$$

在 $\lambda 5,500 \text{ \AA}$ 附近, 升温 1°C , 在冰洲石和石英级中, 引起的波带位移分别为 -0.3 \AA 和 -0.6 \AA 。因此, 在窄带情况下, 为使透过带波长稳定, 要配备高精度的恒温装置, 并且将最厚的一些晶体放于恒温器中部, 以提高稳定性。

6. 透过率 一般由下式确定:

$$T = \frac{1}{2} t_i \cdot t_o \cdot p^n \quad (16)$$

其中, $1/2$ 系数由于起偏器一开始就吸收一半能量而引起, t_i 为隔离干涉滤光片的透过率,

t_0 为反射和吸收损失, P 为偏振器对偏振光的透过率, 在使用偏振片情况下, 滤光器的透过率主要受它们影响。

四、各种单通道滤光器

1. **Lyot 滤光器**^[1] 简单的此种滤光器如图 1 所示。当 $P_2 \parallel P_1$ 时, 称 Lyot-I 型级, 透过率公式为(1)式。当 $P_2 \perp P_1$ 时, 称 Lyot-II 型级, 透过率公式为: $\tau(\lambda) = \sin^2\left(\pi \frac{\mu d}{\lambda}\right)$ 。近五十年来, 尽管滤光器不断发展, 由于 Lyot 滤光器结构简单, 性能优良, 使用方便, 目前它仍是使用最广泛的一类滤光器。由于一个 n 级 Lyot 滤光器需用 $n+1$ 片偏振片, 透过率低是它的主要缺点。

2. **Evans 滤光器**^[2] 其结构如图 4 所示。

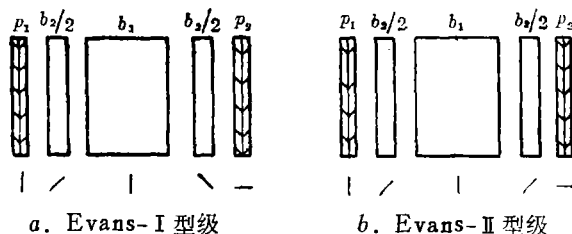


图 4. Evans 滤光器结构图。

当分开的 b_2 级的两半晶片的光轴交叉时, 称 Evans-I 型级, 其透过率公式为:

$$\tau_1(\lambda) = \sin^2\left(\pi \frac{\mu d_1}{\lambda}\right) \sin^2\left(\pi \frac{\mu d_2}{\lambda}\right) \quad (17)$$

当分开的 b_2 级两半晶片的光轴平行时, 称 Evans-II 型级。其透过率公式为:

$$\tau_2(\lambda) = \sin^2\left(\pi \frac{\mu d_2}{\lambda}\right) \cos^2\left(\pi \frac{\mu d_1}{\lambda}\right) \quad (18)$$

由于在两偏振片间, 可放置相当于 Lyot 级的两级滤光级, 这样偏振片的数量差不多减少了一半, 使透过率明显提高, 这是它的主要优点。它的一个不足之处是, 在(16)和(17)式中, 存在 \sin^2 项, 所以各级之间不能严格匹配, 增加了轻微的带外散射光。另外, 当采用调节波长装置时, 在相当于两个 Lyot 级的一个 Evans 级中, 要用三组装置, 比 Lyot 级稍为复杂一些。Evans 滤光器的重要性和使用价值与 Lyot 滤光器差不多, 或者稍高一点, 也是目前广泛使用的一种。

3. **Solc 滤光器** 在两偏振片间, 放置厚度相等, 但光轴方位角不同的若干晶片, 构成 Solc 滤光器。也分两类, 一类称为扇型级, 另一类称为拆叠级, 如图 5 所示。原始的 Solc 滤光器, 各元件之间的方位角差是完全相等的, 即 $\alpha_i = \frac{\pi}{2n}$, $i = 1, \dots, n$ 。Evans^[3] 给出了它的解析表达式:

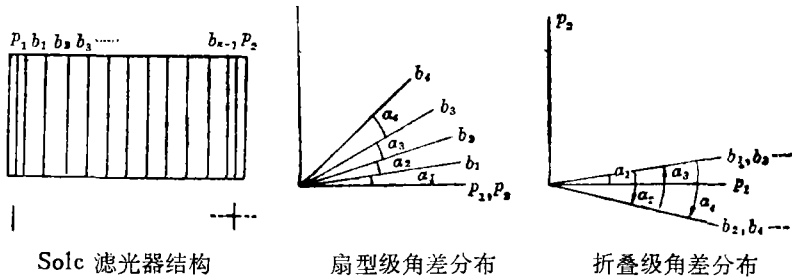


图 5. Solc 滤光器。

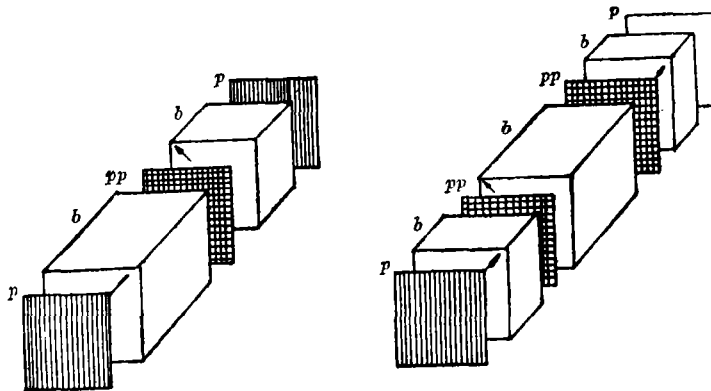
$$\tau_s(\lambda) = \frac{t_s}{2} \left[\frac{\sin n\chi}{\sin \chi} \cos \chi \tan \alpha^2 \right]^2 \tag{19}$$

χ 是与延迟量有关的量

$$\cos \chi = \cos \alpha \cos \pi \frac{\mu d_0}{\lambda}$$

其中 t_s 反映吸收和反射损失。后来 Solc^[6]与 Fredga 和 Högbom^[7]提出了各种不相等的角差分布结构，通过选择变尖的角差分布，可以抑制次极大散射光。由于只用两片偏振片，Solc 滤光器的最大优点是透过率非常高。但是，为了获得较大自由光谱程，必须使用大量的等厚晶片，这对采用宽视场结构和调节波长装置都增加了很多困难，这是它的不足之处。因此，Solc 滤光器目前使用并不广泛。在紫外区，由于偏振片透过率很低，Solc 滤光器有过重要应用^[16]。有时在滤光器的初始级次，不需要宽场结构，可用 Solc 级，而较高级次，则可采用能调节波长和宽场的 Lyot 级或者 Evans 级。因此几种类型结合的滤光器可以收到兼有的优点。艾国祥等^[12]提出了 Fourier 等系数滤光器，解决了在各种类型滤光器结合使用时，由不严格匹配而引起的散射光问题。

4. 部分偏振片滤光器 Giovanelli 和 Jefferies^[29]早先曾指出，在两个 Lyot 级之间，当晶片交叉放置时，稍为不完善的偏振片，甚至能更好地抑制散射光。Title^[21]后来发展为部分偏振片滤光器。目前有两类具有实用价值，一类是在两个 Lyot 级间采用单片部分偏振片，另一类是在三级间采用两片部分偏振片，其结构示于图 6。这类滤光器的主要优点是：采



a. 单片部分偏振滤光器 b. 双片部分偏振滤光器

图 6. 部分偏振片滤光器结构图。

用部分偏振片,提高了透过率;可以抑制带外散射光;较容易实现调节波长装置和实现宽视场,但相比之下,它的透过率仍不如 Evans 级和 Solc 级高。另外,部分偏振片有剩余双折射,使用时要特别小心。此种滤光器目前仅 Title 本人使用过。

五、滤光器的 Fourier 表示法

描述双折射滤光器物理过程的数学方法很多。早期有在直角坐标系中的波动传播方法。这种方法简单、直观,但运算过程较麻烦。后来有 Jones 矩阵、Mueller 矩阵和 Poincaré 球等法,详见 Shurcliff 一书^[8]。两种矩阵法都适用于大量偏振及双折射元件系统的计算。只需找到各种元件的矩阵表示法,便可不过问具体物理过程,由矩阵运算直接获得结果。Poincaré 球运用球面几何关系描述各种元件的作用,特别适用于描述各偏振态间的变换,如各种波片的作用等。这些方法的一个共同特点是,当已知各元件状态时,可以求出滤光器的透过轮廓。在六十年代后期,发展了一种新方法,称为光学网络综合过程^[9-11]。这一方法的最大优点是:它不仅能根据元件状态求出透过轮廓,反过来,它也可以根据某种需要的透过轮廓求出元件状态,设计所需滤光器。文献^{[7],[12],[17]}认为这个方法的实质是 Fourier 变换。我们称之为 Fourier 表示法。现作如下简介:

双折射滤光器的透过率是出射光与入射光的能量比,能量与强度有平方关系。

$$\tau(\lambda) \sim |C(\lambda)|^2 = \left| C \left(2\pi \frac{\mu d_0}{\lambda} \cdot n \right) \right|^2 \quad (20)$$

在滤光器中,为了产生主透过带, n 必须是整数。现把一个 3 级 Lyot 级滤光器展开成 Fourier 级数。它的透过率为:

$$\begin{aligned} \tau(\lambda) &= \cos^2\left(\frac{\gamma}{2}\right) \cos^2(\gamma) \cos^2(2\gamma) \\ &= \frac{1}{2}(2 + 2\cos\gamma) \times \frac{1}{2}(2 + 2\cos 2\gamma) \times \frac{1}{2}(2 + 2\cos 4\gamma) \\ &= C(\lambda) * C^*(\lambda) = C(\gamma) * C^*(\gamma) \end{aligned} \quad (21)$$

可得

$$\begin{aligned} C(\gamma) &= \frac{1}{2}(1 + e^{i\gamma}) \cdot \frac{1}{2}(1 + e^{i2\gamma}) \cdot \frac{1}{2}(1 + e^{i4\gamma}) \\ &= \frac{1}{8}(1 + e^{i\gamma} + e^{i2\gamma} + e^{i3\gamma} + e^{i4\gamma} + e^{i5\gamma} + e^{i6\gamma} + e^{i7\gamma}) \\ &= \sum_{k=0}^{2^3-1} C_k e^{ik\gamma} \end{aligned} \quad (22)$$

其中 $\gamma = 2\pi \frac{\mu d_0}{\lambda}$ 。用(20)—(22)式的类似过程也可得 Lyot-II 型, Evans-I 和 Evans-II 型级的 Fourier 形式^[12]。它们的系数 C_k 的绝对值都是相等的。在普遍情况下,只需知道相邻元件之间的角差,通过一系列矩阵运算,就可以求出它们的系数 C_k ^{[10],[12]}。

这种方法的最大优点在于,当已知透过带轮廓 $\tau(\lambda)$ 时,可以选定近似的 Fourier 强度

表示式 $C(\gamma)$ ，要求 $C(\gamma)$ 各系数都是实数。根据 $\gamma = \pi \frac{\mu d_0}{\lambda}$ ，确定 d_0 的厚度。根据 $k\gamma$ 选择 Solc 级的片数，或者选择相应的 Lyot 级最厚级的厚度 $d_n = \frac{d_0}{2}(k+1)$ ，由 $C(\gamma)C^*(\gamma) + D(\gamma)D^*(\gamma) = 1$ ，计算 d_k 系数，然后，由 C_k 与 d_k 系数，可以求得各元件间的角差 θ_k 。在求解过程中，存在多重解。这反映了双折射滤光器几何位置上的各种互换性。在实际应用上，只需取一组解就足够了。

六、偏振实体 Michelson 干涉滤光器

Title 和 Ramsey^[22]于 1980 年研制了此种滤光器。它类似于实体 Michelson 干涉仪，偏振光束分离器代替了半透膜光束分离器，两臂由玻璃组成（一臂也可以是空气），入射偏振方向与偏振光束分离器成 45° 角。为使光的偏振在经过反射镜之后能旋转 90° ，最后能由偏振光束分离器反射或透射输出，光两次经过成 45° 角的 $1/4$ 波片，相当于经过一片 $1/2$ 波片，这能使偏振面旋转 90° 。整个结构如图 7 所示。光学上的一致性（同一入射光束，出射时仍为一束光），要求，

$$d_1/n_1 = d_2/n_2 \quad (23)$$

经两臂后的光束产生的光程差为：

$$\Delta = 2(n_2 d_2 - n_1 d_1) = 2 \left(\frac{n_2^3 - n_1^3}{n_2} \right) d_2 \quad (24)$$

这一程差与双折射晶体中的程差 $\Delta = (n_e - n_o)d$ 是相似的，因此产生类似于双折射滤光器的效果。它的离轴效应公式为

$$\begin{aligned} \Delta &= 2 \left[n_2 d_2 \left(1 - \frac{\sin^2 i}{n_2^2} \right)^{1/2} - n_1 d_1 \left(1 - \frac{\sin^2 i}{n_1^2} \right)^{1/2} \right] \\ &= 2 \left[(n_2 d_2 - n_1 d_1) - \frac{\sin^2 i}{2} \left(\frac{d_2}{n_2} - \frac{d_1}{n_1} \right) - \frac{\sin i}{8} \left(\frac{d_2}{n_2^3} - \frac{d_1}{n_1^3} \right) \right] \end{aligned} \quad (25)$$

由于 $\frac{d_2}{n_2} - \frac{d_1}{n_1} = 0$ ，入射角 i 的平方项消失，这种系统具有更大的视场。又由于它可以采用各种玻璃对作其两臂，可进行组合选择，使温度变化引起的波长位移减到很小的程度，计算表明，在某些配对中，温度引起的波长位移比采用石英或冰洲石情况要小一到两个数量级，特别有利于视线速度场的测量^[30]。在目前最热门的太阳振荡研究中，单色器就是采用此类方案^{[30], [31]}制造的。这种系统的另一个优点是，由于玻璃材料在长度上比晶体较少受到限制，其带宽有可能作到 $0.02-0.01 \text{ \AA}$ ，在光谱分辨率方面达到光栅的水平。这个系统在工艺上也存在一些困难。主要有三点，一是光学加工精度要高于 $\lambda/100$ ，并且在镀膜过程中，要求保持不变，给加工带来困难；二是尽管它对恒温稳定性要求不太高，但对两臂上的温度均匀性要求甚高，引起的光程差也不能超过 $\lambda/100$ ；三是目前的镀膜技术，难于获得偏

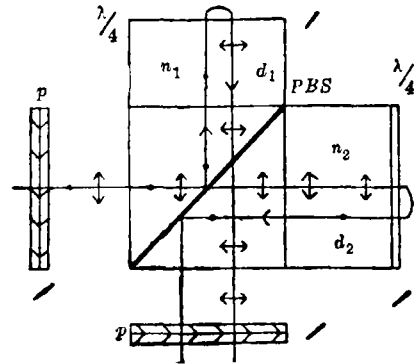


图 7. 偏振实体 Michelson 干涉滤光器结构图。

振度≥99.9%的偏振光束分离器。它最佳一般仅能作到 99.5% 的偏振度，因此产生 0.5% 的连续背景散射光。为此，这种系统适宜与带宽较宽的其他类型双折射滤光器联合使用，以抑制带外连续背景散射光。目前这种滤光器仍处于试制阶段，但它的发展潜力正引起人们广泛的兴趣。

七、多通道双折射滤光器

自 1984 年以来，本文作者发展了多通道滤光器^[23-26]。在滤光器中，偏振器的偏振度要求高达 99.9%。为了克服偏振光束分离器偏振度不高的缺点，我们在其后附设两块高透明、

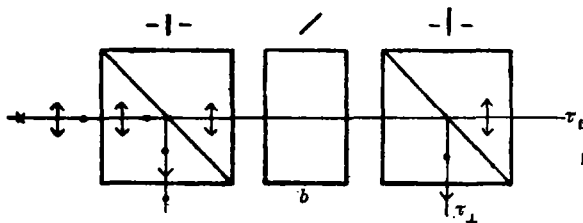


图 8. 多通道滤光器一级示意图。

低偏振度的偏振片，组成合成偏振光束分离器，这样，很容易使偏振度≥99.9%。在 Lyot 滤光器中，用组合偏振光束分离器代替传统的偏振片，可获得两束出射偏振光，它们不仅传播方向互相垂直，易于分开，而且光谱是互补的，如图 8 所示。

其中， $\tau_{\parallel}(\lambda) = \cos^2\left(\pi \frac{\mu d}{\lambda}\right)$ ， $\tau_{\perp}(\lambda) = \sin^2\left(\pi \frac{\mu d}{\lambda}\right)$ ， $\tau_{\parallel} + \tau_{\perp} = 1$ 。当这种结构的滤光器，在分开的光路中连续使用时，就可获得多通道滤光器。如使用 n 级，可获得 2^n 个通道。目前已找到它的三种主要类型。

1. 视频光谱仪 也可称为二维光谱仪。将最厚的晶体级放在最前面，其后逐渐分开的各级厚度以 2 倍的比例减小，并将各透过带按波长连续分布排列，可获得二维同时光谱。它使狭缝一维光谱仪发展成为二维，具有深远的意义，其简要原理示于图 9。由于最厚和较厚的晶体处于各通道共用状态，晶体用材十分节省。如通道数为 N ，它的晶体用材量与传统单通道滤光器用材量之比为 m ， $m = \log_4 N + 1$ 或者 $N = 4^{m-1}$ 。可见通道数愈多，每个通道的平均用材量愈省。在用于观测太阳时，光热会引起最厚级波带不稳定，目前已找出部分克服办法，详见文献[25]。

2. 全透射滤光器 传统滤光器必须在偏振光中才能工作，起偏器一下就使光量损失一半。如果在第一块组合偏振光束分离器所分开的两束光中，后接完全相同的两个滤光器（多通道滤光器也一样），并经最后一个（或多个）组合偏振光束分离器，将此两束光合并为一束，可获全透射滤光器。“全透射”是相对于传统滤光器的“半透射”而言的，当然忽略了实际存在的其他吸收和反射损失。多通道滤光器的这种全透射功能，将把它的应用扩展到更加珍惜光能量的工作领域，如恒星和星系等领域，不过全透射的获得是以元件和造价差不多也增加一倍为代价的。

3. 带多通道头的滤光器 对于一系列谱线，先设置几级低干涉级数的多通道滤光器，把这些谱线先分置于各通道之中。这种结构称多通道头。在分开的通道之后，可放置其他滤光器或视频光谱仪等，这样可避开强光照射在最厚的晶体上，引起升温和波带不稳定。另外，在后置滤光器中，它们的透过带宽可以独立设置，以满足特殊需要。此外，在分开的各

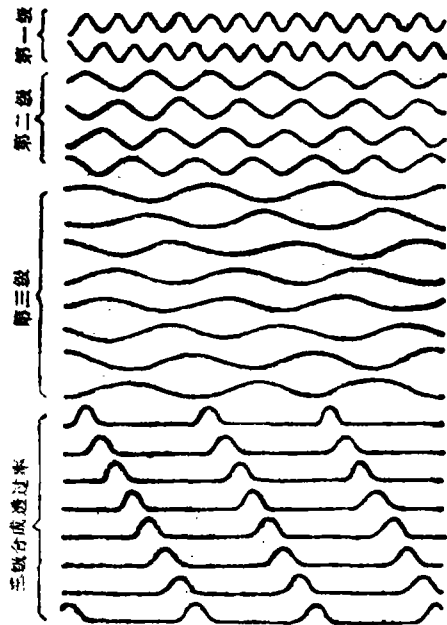
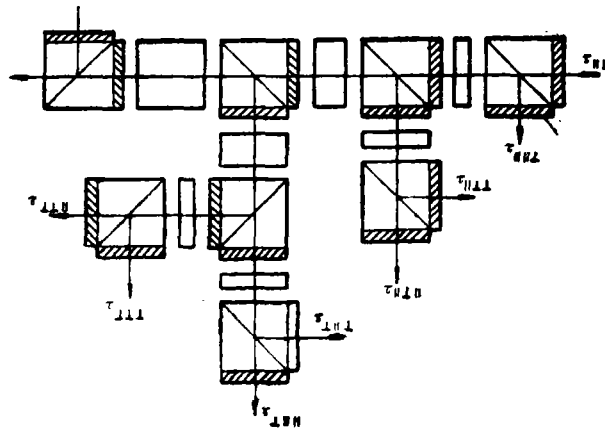


图 9. 8-通道视频光谱仪结构图。

通道中，可以设置众多的干涉滤光片、或者单通道的已有的滤光器，Fabry-Perot 滤光器等，以实现这些器件的多通道观测。

目前，多通道滤光器主要处于理论发展和原理实验阶段。我国正在研制一个 9 通道滤光器，已完成设计，正在加工，为下一次太阳峰年观测作准备。国外同行对此也产生很大兴趣^[24]。它处于方兴未艾的状态，它的潜力有待进一步开发。

1985 年，苏定强^[27]提出另一类多通道滤光器，暂且称为复合晶体多通道滤光器。基本原理是，在一级滤光器中，采用几种晶体，组成复合级，利用双折射色散的不同，可在几个波长上，获得严格的整数或半整数干涉级数，因此允许几条谱线同时通过，然后用光谱分离

滤光片, 把这些谱线分开。这个系统的显著优点是用材节省。它的主要局限是, 复合材料不可能用得太多, 所以一般仅能用于 2—3 条谱线。另外, 由于晶体的双折射率及色散数据较粗且较不统一, 也给加工和调试带来一些困难。这种系统对于仅用 2—3 条谱线的太阳单色像观测是很有吸引力的。

参 考 文 献

- [1] Lyot, B., *Ann. Astrophys.*, 7 (1944), 31.
- [2] Evans, J. W., *J. Opt. Soc. Am.*, 39 (1949), 229.
- [3] Evans, J. W., *J. Opt. Soc. Am.*, 39 (1949), 412.
- [4] Solc, I., *Czech. J. Phys.*, 4 (1954), 53.
- [5] Evans, J. W., *J. Opt. Soc. Am.*, 48 (1958), 142.
- [6] Solc, I., *J. Opt. Soc. Am.*, 55 (1965), 612.
- [7] Fredga, K. and Hogbom, J. A., *Solar Phys.*, 20 (1971), 204.
- [8] Shurcliff, W. A., *Polarized Light*, Harvard University Press, (1963).
- [9] Harris, S. E., Ammann, E. O. and Chang, I. C., *J. Opt. Soc. Am.*, 54 (1964), 1267.
- [10] Ammann, E. O. and Chang, I. C., *J. Opt. Soc. Am.*, 55 (1965), 839.
- [11] Ammann, E. O. and Yarborough, J. M., *J. Opt. Soc. Am.*, 56 (1966), 1746.
- [12] 艾国祥, 温惠馨, 胡岳风, *光学学报*, 2 (1982), No. 3, 217.
- [13] Beckers, J. M., *Appl. Opt.*, 14 (1975), 2061.
- [14] McIntyre, C. M. and Harris, S. E., *J. Opt. Soc. Am.*, 58 (1968), 1575.
- [15] Title, A. M., *Appl. Opt.*, 14 (1975), 229.
- [16] Fredge, K., *Appl. Opt.*, 8 (1969), 333.
- [17] Title, A. M. and Rossenberg, W., in *Research On Spectroscopic Imaging*, Vol. 1, Technical Discussion, Lockheed Palo Alto Research Laboratories, LMSC-D 674593, (1979).
- [18] Steel, W. H., Smartt, R. N. and Giovanelli, R. G., *Aust. J. Phys.*, 14 (1961), 201.
- [19] 艾国祥等, *中国科学*, A, (1984) No. 6, 540.
- [20] Schiffman, B. M. and Young, L., *IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques*, Vol. MTT-16 (1968), No. 6, 351.
- [21] Title, A. M., *Appl. Opt.*, 15 (1976), 2871.
- [22] Title, A. M. and Ramsey, H. E., *Appl. Opt.*, 19 (1980), 2046.
- [23] Ai Guoxiang and Hu Yuefeng, in *NASA Conf. Publ.*, No. 2374, p. 257, ed. by M. J. Hagyard, (1985).
- [24] Ai Guoxiang and Hu Yuefeng, *LEST Foundation*, Technical Report, No. 14, (1985).
- [25] 艾国祥, 胡岳风, *中国科学*, A, (1986), No. 8, 889.
- [26] 艾国祥, 胡岳风, *中国科学*, A, (1986), No. 9, 987.
- [27] 苏定强, 邵联贞, *天文学报*, 27 (1986), 285.
- [28] 胡岳风, 艾国祥, *天体物理学报*, 4 (1984), 234.
- [29] Giovanelli, R. G. and Jefferies, J. T., *Astron. J. Phys.*, 7 (1954), 254.
- [30] Evans, J. W., in *Solar Instrumentation: What's Next?* 155, ed. by R. B. Dunn, (1981).
- [31] The Global Oscillation Network Group, *A Proposal to Study the Solar Interior by Measuring Global Oscillation with A World-wide Network of Instruments*, (1984).

(责任编辑 林一梅)

Birefringent Filter and Its Application to Astronomy

Ai Guoxiang

(*Beijing Astronomical Observatory, Academia Sinica*)

Abstract

A brief history of the birefringent filter as well as its types, features and applications are reviewed in this paper. The latest development of the polarizing solid Michelson interference filter and the multichannel birefringent filter are introduced. It describes with special emphasis the potential development of the video spectrograph and two-dimension spectrograph.