

可调 Lyot 双折射滤光器的积分透过守恒及调试方法

胡岳凤 艾国祥

(中国科学院北京天文台)

一、可调 Lyot 双折射滤光器的积分透过率守恒

作为理论处理, 忽略光学器件的吸收和反射, Lyot 双折射滤光器的理论透过率^[1,2]

$$T(\lambda) = \cos^2 \pi \alpha \cos^2 \pi 2\alpha \cdots \cdots \cos^2 \pi 2^{n-1} \alpha \quad (1)$$

其中 α 是波长 λ 的函数, 为便于叙述, 作 $\sigma = 2^{n-1} \alpha$ 变换,

$$\sigma = \frac{\mu d_n}{\lambda}$$

μ 为双射率, d_n 为第 n 级晶体厚度, 得

$$T(\lambda) = \cos^2 \frac{\pi}{2^{n-1}} \sigma \cos^2 \frac{\pi}{2^{n-2}} \sigma \cdots \cdots \cos^2 \pi \sigma \quad (2)$$

从式(1)和(2), 不难看出它的每一级都是 \cos^2 的周期函数, 相续各级相角以2倍递增, 整个滤光器的透过率周期就是第一级的周期, 在第 m 周期中, (1)式中 α 从 $m - \frac{1}{2}$ 到 $m + \frac{1}{2}$, 周期长度为1, (2)式中 σ 从 $m \cdot 2^{n-1} - 2^{n-2}$ 到 $m \cdot 2^{n-1} + 2^{n-2}$, 周期长度为 2^{n-1} , 下面称这个周期为滤光器周期。该滤光器的主带带宽等于最厚级(最厚双折射晶体级)的带宽, 下面称它为滤光器带宽, 在(2)式中相当于 σ 改变为1, 从 $m \cdot 2^{n-1} - \frac{1}{2}$ 到 $m \cdot 2^{n-1} + \frac{1}{2}$ 。该滤光器的积分透过率, 定义为滤光器周期中对透过率的积分,

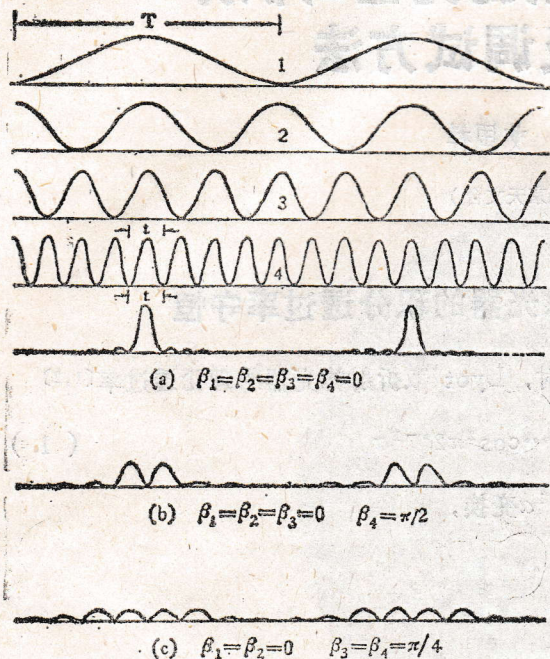
$$T_A = \int_{m \cdot 2^{n-1} - \frac{1}{2}}^{m \cdot 2^{n-1} + \frac{1}{2}} T(\lambda) d\sigma \quad (3)$$

不难看出, 积分透过率的量纲与带宽的单位是相同的, 因此, 积分透过率可视为等效带宽。

目前设计和应用的滤光器, 绝大多数是可以调节透过波长位置的, 甚至是全波段可调的, 这表现为在每一级的相角中, 增加一个可调值 β , 可调范围从 $-\frac{\pi}{2}$ 到 $+\frac{\pi}{2}$ 。一个 n 级的滤光器, 有 n 个 β 值, 但讨论透过轮廓的相对分布时, 只有 $n-1$ 个 β 值是独立的, 为简化, 令 $\beta_1 = 0$, 相应有

$$T(\lambda) = \cos^2 \frac{\pi}{2^{n-1}} \sigma \cos^2 \left(\frac{\pi}{2^{n-2}} \sigma + \beta_2 \right) \cdots \cos^2 (\pi \sigma + \beta_n) \quad (4)$$

图1(a)~(c), 为 β 值不同时, 4级滤光器的透过率轮廓, T 为滤光器周期, t 为带宽。长



(a) $\beta_1 = \beta_2 = \beta_3 = \beta_4 = 0$
 (b) $\beta_1 = \beta_2 = \beta_3 = 0, \beta_4 = \pi/2$
 (c) $\beta_1 = \beta_2 = 0, \beta_3 = \beta_4 = \pi/4$

图1 四级滤光器的一些透过率轮廓

期以来, 我们从经验上感到, 不管滤光器后面几级的 β 值如何调节, 积分透过率似乎不变。这从图1(a)和(b)中, 大体可见, 在(a)中是单峰, 峰值透过率为1, 在(b)中为双峰, 带宽相同, 峰值为0.5, 合起来大体也是1, 对(c)或更复杂的情况, 凭直观已较难判断了, 为了全面而准确地研究这个问题, 我们用TQ-16计算机做了大量计算, 具体内容是:

(一) 该滤光器分别由1级、2级、……和29级组成, 各级 β 值全部为零, 计算主带积分透过率

$$T_M = \int_{m \cdot 2^{n-1} - \frac{1}{2}}^{m \cdot 2^{n-1} + \frac{1}{2}} T(\lambda) d\sigma \quad (5)$$

结果列于表1。主带积分透过率随级数增加而有所减少, 并收敛。在8位有效数字精度内, 13级以上滤光器收敛, 在4位有效数字精度内, 6级以上收敛, 6级时的值与8位有效数字的收敛值相比为1.00009, 5级时为1.00036, 4级时为1.0014, 3级时为1.0058,

级时为1.0239, 1级时为1.1076。

(二) 该种滤光器分别由2至8级组成, 最厚级的 β 值分别取0; $\pi/6$; $2\pi/6$; $3\pi/6$; $4\pi/6$; $5\pi/6$; 其余各 β 值均取零, 按(3)和(4)式计算积分透过率, 在8位有效数字内, 结果全都等于0.50000000。

(三) 该滤光器由10级组成, 前6级的 β 值取零, $\beta_7, \beta_8, \beta_9, \beta_{10}$ 分别取各种组合值, 列于表2。计算结果表明, 在8位有效数内, 全部相等, 等于0.50000000。

以上计算可以产生两点结论:

1. 一个调整好的 Lyot 滤光器, 积分透过率等于0.50000000, 即等于它的半宽。主带积分透过率随级数增加而减少, 趋向于0.45141166, 这样主带以外的积分透过率, 或主带外理论上的积分散射光透过率等于0.50000000 - 0.45141166 = 0.048588333, 积分散射光透过率与主带的比为0.048588333/0.45141166 = 0.10763641。这与以往发表的理论散射光占主带的0.11近似值相近⁽³⁾。

2. 一个可调波长的 Lyot 滤光器, 无论它的级数为多少, 也不管它的每一级的可调波长装置处于何种位置, 即不管它的各 β 值取何值, 其积分透过率守恒, 恒等于它的半宽, 一

表1 各种级数组成的滤光器的主带积分透过率

Table 1 Integral transmission of mainband for filters with various number of element

级数	主带积分透过率	级数	主带积分透过率	级数	主带积分透过率
1	0.50000000	11	0.45141170	21	0.45141166
2	0.46220659	12	0.45141167	22	0.45141166
3	0.45403876	13	0.45141166	23	0.45141166
4	0.45206413	14	0.45141166	24	0.45141166
5	0.45157451	15	0.45141166	25	0.45141166
6	0.45145236	16	0.45141166	26	0.45141166
7	0.45142184	17	0.45141166	27	0.45141166
8	0.45141421	18	0.45141166	28	0.45141166
9	0.45141230	19	0.45141166	29	0.45141166
10	0.45141182	20	0.45141166		0.45141166

表2 $\beta_7 - \beta_{10}$ 的各种组合值

Table 2 Various composition values of $\beta_7 - \beta_{10}$

β_7	β_8	β_9	β_{10}	β_7	β_8	β_9	β_{10}
0	0	0	0	0	$\pi/6$	$2\pi/6$	$3\pi/6$
$\pi/6$	0	0	0	$\pi/6$	$2\pi/6$	$3\pi/6$	0
$2\pi/6$	0	0	0	$2\pi/6$	$3\pi/6$	0	$\pi/6$
$3\pi/6$	0	0	0	$3\pi/6$	0	$\pi/6$	$2\pi/6$
$4\pi/6$	0	0	0	$5\pi/6$	0	0	0

于0.5。只要我们能设想出，某一级数和某种 β 值分布的滤光器，在计算机上不难证明上述守恒特征。但从严格数学上讲，证明(3)式所表示的积分守恒，目前感到有些麻烦，只好留待专业数学工作者去解决了。

二、工作波长调节方法

双折射滤光器的调节波长装置有两项功能，其一，使透过主极大尽量严格匹配，尽量减少主带外附加散射光，其二，将主极大调到所选谱线的工作波长上，一般为线心，其它位置可以通过简单换算和调节得到。调节工作波长，不仅在滤光器研制中是必不可少的，而且在使用中也常有必要。使用中，中心波长位置及匹配状态可能变化，如恒温工作点漂移，机械部分变动、波片及偏振片滑动，以及更换偏振片、修理等。国内外都发生过调节不好或状态变动，而影响观测效果的情况。以往这种调节工作是在太阳光栅摄谱仪中进行的，其困难和不足之处在于：1.麻烦，调节需拆卸滤光器，并用较高色散和分辨率的光谱仪进行，如附近无此类设备，还需长途搬运，既不方便又不安全；2.不直接，望远镜上使用滤光器时，光通过滤光器的整个通光面，而光谱仪仅能检查和调节与狭缝一致的通光带，加上滤光器在望远镜系统中和在光谱仪系统中，存在装校误差，如光轴对准误差等，因此在光谱仪中，认为调节好了的滤光器，移到直接使用的望远镜上，状态可能变化，或降低精度；3.精度较低，最

高的光栅分辨率仅 0.01 \AA 左右，而窄带滤光器半宽就已达到 0.1 \AA 左右，因此级间匹配和工作波长定准精度至多能达到半宽的 $1/10$ ，精度较低。另外狭缝系统光量小，噪声影响大，也限制调节精度。开始时，我们在太阳光谱仪中调节滤光器，耗时甚多，后来，想了一个办法，装置如图2所示。在望远镜焦面上后接一个光电倍增管，在焦面上置一个光栏，大小为焦面上太阳像大小的 $1/10$ 或 $1/20$ 。用有微安档的万用电表测输出光电流。

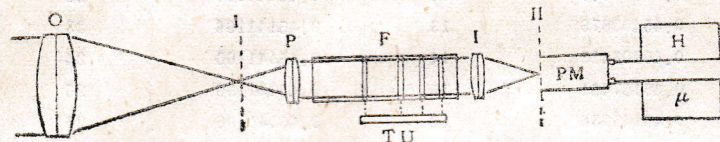


图2 直接调波带方法示意图O: 物镜, P: 准直镜, F: 滤光器, Tu: 调波带装置, I: 成像镜PM: 光电倍增管, H: 高压电源, μ : 微安表

Fig 2 The method of direct adjustment of the filter wave band

上节已表述了积分透过率守恒，要是太阳光谱是等强度谱，那么不管调波长装置如何动，不管各级 β 取什么值，经滤光器的出射光强以及相应的光电流读数，应该不变。但是，实际上，太阳光谱中存在大量方和斐吸收线，一些重要的吸收线正好是滤光器的工作谱线，如： $\lambda 6562.8$ ， $\lambda 5324.2$ ， $\lambda 5250$ ， $\lambda 4861.3$ 等等谱线，它们的线心强度只有连续谱强度的 $1/2$ 至 $1/8$ 。因此当某一级的调节波长装置改变取值时，其光电流就会发生变化。当调到中心波长时，就会出现极小光电流。当所有各级都调到线心位置时，光电流最小。这是我们调工作波长方法的主要依据，具体作法如下：

1. 选择透明度好而稳定的晴天，但允许宁静度很差，在中午时刻，对日面中心测量，以消除地球和太阳自转速度影响。
2. 按选择谱线，放好前置干涉滤光片，依次调整每级的 β 值，使输出光电流最小。该过程可以反复进行几次，直至读数仅在误差范围内变动为止。这种方法所得到的调节精度一般可达 $1/20$ 至 $1/40$ 带宽，这对象 $H\alpha$ 一类滤光器来讲，精度是足够的。
3. 如需更高精度，如磁场测量用滤光器，可用等偏离法，克服谱线中心以及滤光器透过极大附近的不灵敏区，以显著提高精度。具体作法是，经1和2之后，先将最后级故意调偏，使出射光电流 I_1 比最小值约大10%（或15%），记上调节装置读数 ϕ_1 ，然后将调节装置调到另一位置 ϕ_2 ，使出射光电流 $I_2 = I_1$ ，由于谱线和滤光器透过带基本上是对称的，因而中心波长位置为 $\phi_0 = \frac{1}{2}(\phi_1 + \phi_2)$ 。重复几次，取平均值。各级调节顺序是，先调最厚级，然后调次厚级，逐步向薄的级调，调完为止。这样以获得各级的中心波长位置的读数。然后改变输出光电流值，比最小值约大5%（或10%），重复上面过程，得到另一组读数。如果上面的两组读数，仅在误差范围内有起伏，则取两组读数的平均值作为最后结果。如果上两组读数有微小的系统漂移，则可能反映谱线轮廓存在轻微的不对称性，或者散射光不对称，则应继续减少输出光电流与最小光电流之差值，如取3%，1%等，继续测量，以便找到一个收敛的数值作为最后结果。用这种方法，调节装置所获得的重复精度约为 $\pm 10'$ — $\pm 20'$ ，调节装置全程为 90° （一个波带范围），因此调节精度至少可达 $1/100$ 至 $1/200$ 双折射波长，或相当 $1/50$ — $1/100$ 半宽，我们应用上述方法，对我国磁场测量用滤光器作十余次装卸和调整，操

作十分简便,并用调试结果进行磁场和速度场测量,效果良好。该方法原则上也可适应于调试万能滤光器,并可大为提高效率和精度。对于仅有色球望远镜的单位,也可用该法,经常检查H α 滤光器状态是否正常,保证观测正常进行,保证归算数据的准确。

三、附加总散射光试测

双折射滤光器主带总散射光来源有二,其一,结构所引起的理论散射光,与结构选择和理论设计有关,如作严格处理,可使理论散射光低于主带光量的3%~1%^[4,5];其二,由实际光学系统不完善引起的附加散射光,来源于晶片、波片、偏振片等材料缺陷和加工误差;波带位置匹配不严格;晶室恒温不均匀;前置干涉滤光片对其它主极大抑制不够等等。由于它受设计、材料、工艺水平、调试精度等影响,情况较为复杂,是人们十分关注的散射光,它反映仪器的水平,影响太阳观测结果的定量归算^[6]。至今,这种附加散射光的总量仍未见发表定量测量结果,主要困难是,滤光器的半周期一般为100Å至500Å,而半宽仅0.5Å至0.1Å,光谱宽度相差千倍以上,散射光分布在比主带宽1000倍以上的范围内,它只要达到主带强度的1/1000,甚至1/10000,其积分的总散射光量就可与主带光量相比。众所周知,光栅光谱仪无法在宽达几百埃的范围内,以0.01Å的分辨率,同时而准确地测定相差3—4个数量级的光度值。以往,滤光器的测试结果,仅仅发表主带附近的透过轮廓与理论轮廓的比较^[6—8]。

我国太阳磁场望远镜用滤光器^[8]担负着矢量磁场和视线速度场的定量测量任务,迫切需要了解带外附加散射光总量,用于定标。我们用下面的方法,作了试测。

1. 严格确定测试滤光器的理论轮廓。该滤光器,由一个 Evans 分开级,一个7片组成的 SoLc 折叠级、一个9片组成的 SoLc 扇形级和5级 Lyot 宽场,可调冰洲石级组成,其透过率 $T(\lambda-\lambda_0)$ 的严格表示式,在此不详述了。

2. 对 $\lambda_0=5324.19\text{Å}$,选用 Kitt、Peak^[9]的太阳光谱相对强度分布资料,该资料已作仪器轮廓和散射光处理,从 -4.19Å 至 $+3.80\text{Å}$ 。这以外取值为1,即连续谱强度,得分布 $I(\lambda)$ 。

3. 作理论计算

$$A = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I(\lambda) T(\lambda - \lambda_0) d\lambda \quad (6)$$

其中, $\lambda_1 = -15\text{Å}$, $\lambda_2 = 15\text{Å}$ 。在此之外,剩余的积分透过率已小于积分透过率的1/1000,因此忽略。分五种情况,在 $T(\lambda-\lambda_0)$ 中对最厚的4级冰洲石级取各种 β 值, β_4 对应最厚级冰洲石,计算A值:(1) $\beta_1 = \beta_2 = \beta_3 = \beta_4 = 0$,得 $A_0 = 0.042896$; (2) $\beta_1 = \pi/2$, $\beta_2 = \beta_3 = \beta_4 = 0$,得 $A_1 = 0.0798755$; (3) $\beta_2 = \pi/2$, $\beta_1 = \beta_3 = \beta_4 = 0$,得 $A_2 = 0.107211$; (4) $\beta_3 = \pi/2$, $\beta_1 = \beta_2 = \beta_4 = 0$,得 $A_3 = 0.105598$; (5) $\beta_4 = \pi/2$, $\beta_1 = \beta_2 = \beta_3 = 0$,得 $A_4 = 0.0758632$ 。令 $R_i = A_i/A_0$,得 $R_1 = 1.86218$, $R_2 = 2.49946$, $R_3 = 2.46183$, $R_4 = 1.76863$ 。

4. 用2节方法,将滤光器调好,按照3中的 β 取值,对准太阳日面中心,分别读出光电流 I_0, I_1, I_2, I_3, I_4 ,并令 $r_i = I_i/I_0$ 。1982年12月6日实测,得到 $r_1 = 1.54$, $r_2 = 1.92$, $r_3 = 1.899$, $r_4 = 1.51$ 。

5. 如果滤光器的实际轮廓与理论轮廓完全相同, 则应有 $R_i \approx r_i$ 。但实测表明, r_i 明显地小于 R_i , 显然, 这是由附加散射光引起的。设上述五种情况下的附加散射光量分别为 S_0, S_1, S_2, S_3, S_4 , 则有

$$r_i = I_i/I_0 = \frac{A_i + S_i}{A_0 + S_0} = \frac{A_i/A_0 + S_i/A_0}{1 + S_0/A_0}$$

$$= \frac{R_i + S_i/A_0}{1 + S_0/A_0} \quad i=1, 2, 3, 4, \quad (7)$$

在上面方程组中, 4个方程中有5个未知量 S_i/A_0 和 S_0/A_0 , 不能严格求解, 仍需再做一些假定和判断。下面用两种稍有些不同的方法处理: 1) 假设在非线心的4种情况下, 附加总散射光分别与线心情况下的附加总散射光相等, $S_i = S_0$, 代入(7), 得

$$S_i/A_0 = (R_i - r_i)/(r_i - 1) \quad (8)$$

和
$$S_i = (R_i - r_i) A_0 / (r_i - 1) \quad (9)$$

求得 $S_1 = 0.5966 A_0 = 0.02559$, $S_2 = 0.6298 A_0 = 0.02701$, $S_3 = 0.6444 A_0 = 0.02836$, $S_4 = 0.5070 A_0 = 0.02175$ 。

平均的附加散射光量 $\bar{S} = \sum_{i=1}^4 S_i/4 = 0.5945 A_0 = 0.02550$, 这样, 求得的附加散射光量是

针对 $\lambda 5324.19 \text{ \AA}$ 谱线的, 引进了 5324.19 \AA 谱线轮廓 $I(\lambda)$ 的严重影响, 为了单独表述滤光器的性能, 需用(3)式, 求出附加散射光的积分透过率, 由于散射光分布在几百埃宽的范围内, 绝大部分以太阳光连续谱为背景, 因此不考虑吸收线对附加散射光的影响(如作细致考虑可以除0.9因子), 在一定波带范围内, 对连续谱可视为近似的等强度谱, 附加散射光量近似等于附加散射光积分透过率, 即当 $I(\lambda) = 1$ 时, 在 $\lambda 5324 \text{ \AA}$ 谱线以外, (6)式近似变为(3)式。由1节可知带宽为 0.30 \AA 的 Lyot 滤光器, 其积分透过率恒等于半宽, 等于 0.15 \AA , 这样, 附加散射光积分透过率与理论上的积分透过率相比, 近似地为 $0.02550/0.15 = 0.17$ 。

2) 考虑不同情况上, 主带与线心的相对位置有所不同, 散射光位置的背景太阳光谱强度有所不同。如图3所示, 当主带置于线心时, 附加散射光均发生于连续谱区和远翼上, 光量较大, 而主带置于线翼和连续谱时, 附加散射光有一部分来自线心附近, 光量较小, 因此上述五种情况下的附加散射光应有所区别, 与线心情况比较接近的是情况4, 设 $S_4 = S_0$, 代入(9)式, 得到 $S_4 = S_0 = 0.507 A_0 = 0.02568$, 然后由所得 S_0 , 代入(7)式, 得

$$S_i = (r_i(1 + 0.5070) - R_i) A_0, \quad i=1, 2, 3 \quad (10)$$

求得 $S_1 = 0.4586 A_0 = 0.01967$, $S_2 = 0.3849 A_0 = 0.01651$, $S_3 = 0.4316 A_0 = 0.01851$ 。所有五种情况下的平均值

$$\bar{S} = \sum_{i=0}^4 S_i/5 = 0.4578 A_0 = 0.01964,$$

它近似等于附加散射光积分透过率, 与理论积分透过率相比, $0.01964/0.15 = 0.13$ 。

从上面测试结果来看, 我国磁场用滤光器的附加散射光积分透过率与理论上的积分透过率之比, 大约处于0.13与0.17之间, 可见性能良好。

上述求附加散射光及附加散射光积分透过率的方法, 是一个尝试, 并不理想, 仍有待改进。

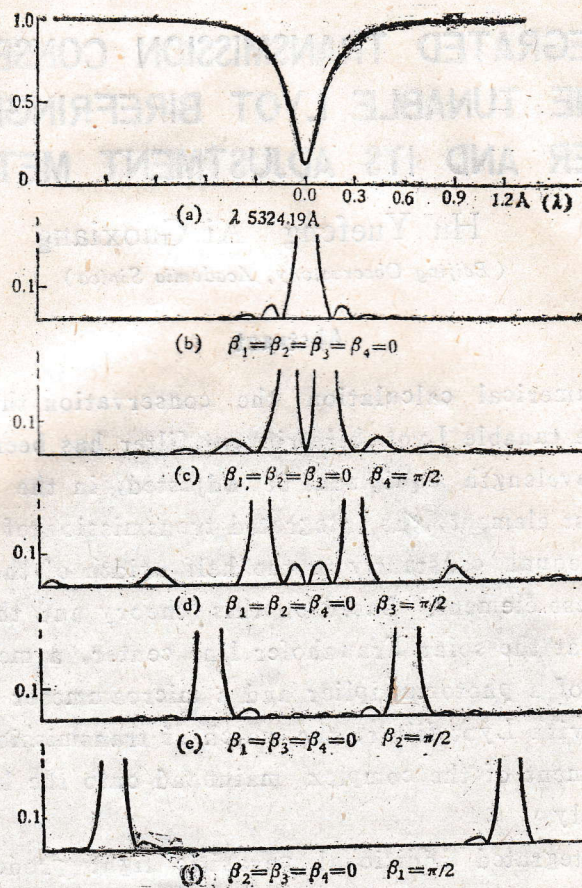


图3 $\lambda 5324.19 \text{ \AA}$ 谱线轮廓与滤光器首有不同 β 值时的理论透过轮廓

Fig. 3 $\lambda 5324.19 \text{ \AA}$ line profile and theoretical transmission profiles of filters with different β values

本工作得到南京天文仪器厂李挺、倪厚坤同志，北京天文台李威、张洪起、明长荣同志协助。南京天文仪器厂计算机房在计算方面大力支持，在此特致谢意。

参 考 文 献

- (1) Lyot, B. Ann. Astrophys, 7 (1944), 31.
- (2) Evans, J. W. J. O. S. A. 39 (1949), 229.
- (3) Giovaneli, R. G. and Jefferes, J. T., Aust. J. Phys, 7 (1954), 254.
- (4) Fredga, K. and Hogbom, J. A. Solar Phys. 20 (1971), 204.
- (5) Schoolman, S. A. Solar Phys. 30 (1973), 255.
- (6) Krafft, M. Solar Phys. 5 (1968), 462.
- (7) Hagyard, M. J. et al., Solar Phys. 80 (1982), 33.
- (8) 北京天文台，艾国祥、胡岳风，南京天文仪器厂李挺，何凤宝、侯惠芳等，太阳磁场观测用双折射滤光器，《中国天文学会年会报告》；1982，3.
- (9) Testerman, L. K., Unpublished Research, 1974.

THE INTEGRATED TRANSMISSION CONSERVATION OF THE TUNABLE LYOT BIREFRINGENT FILTER AND ITS ADJUSTMENT METHOD

Hu Yuefeng Ai Guoxiang
(*Beijing Observatory, Academia Sinica*)

Abstract

By means of numerical calculation, the conservation theory of integrated transmission of the tunable Lyot birefringent filter has been found. Whatever may the tunable wavelength equipment be adjusted, in the filter cycle determined by the thinnest element, the integrated transmission of the Lyot filter is conservational and equal constantly to the half width of the mainband determined by the thickest element. Based on this theory and the character of the intensity minimum at the solar Fraunhofer line center, a method has been suggested that by use of a photomultiplier and a microammeter directly on a solar telescope affixed with Lyot filter, the match of transmission bands of elements and the adjustment of the complex mainband onto the line center can be finished conveniently.

Because the integrated additional parasitic light produced by incomplete optical elements and irregular adjustment beside theoretic parasitic light urgently needs to be understood for measurements of solar magnetic field and monochromatic light intensity, a method has been trially suggested that, through comparison between the theoretic calculation and the practical observed integrated light intensity in several positions of the waveband, the integrated additional parasitic light of the narrow band filter used in The Solar Magnetic Field Telescope can be calculated.