

单腔、双腔窄带干涉滤光片 在单色光照射下的光散射*

熊俊 胡岗 孙寅官

(北京师范大学物理系, 北京 100875)

摘 要 从理论和实验上讨论了单腔、双腔窄带干涉滤光片中的光散射现象。结果表明: 光散射主要是由干涉滤光片的腔结构引起的。当波长小于滤光片峰值波长的激光束入射到该滤光片上时, 在滤光片两侧形成散射光锥, 散射光的散射角等于滤光片峰值波长紫移到入射光波长时滤光片所转过的角度。理论计算和实验结果符合得很好。

关键词 散射光锥, 窄带干涉滤光片, 单色光。

1 引 言

光学薄膜中的光散射现象早在 50 年代中期就由 Giacomo^[1]首先进行了分析。从这以后, 许多学者从薄膜的微观结构出发建立了许多不同的散射模型, 其中大多数模型与薄膜的体缺陷(如喷点、裂纹和应力等)散射及表面或界面粗糙度散射有关^[2-13], 只有少数模型涉及薄膜中的潮斑散射^[14, 15]。但是, 在大多数蒸发镀制的膜层中存在着柱状结构, 长期露置在空气中的光学薄膜会吸附空气中的潮气, 这些潮气通过膜层内柱状体之间的空隙进入膜的内部并形成潮斑。Gee 等人^[14, 15]认为薄膜中的光散射是由这种潮斑造成的, 潮斑造成了膜层折射率的局部改变, 他们给出了散射灵敏度的一般表达式, 并由此分析了一些典型膜系(如减反射膜、多层膜反射镜、全介质法布里-珀罗型窄带干涉滤光片)中的光散射现象。然而, 对于多腔干涉滤光片中的光散射很少有人涉及到。本文作者在对非线性 ZnS 双腔干涉滤光片光学双稳态的研究^[16]中发现, 光散射对干涉滤光片光学双稳器件的性能影响很大, 它降低了双稳器件的扇出本领, 而低扇出对光计算是不利的^[17]。这便引起了本文作者对双腔干涉滤光片光散射研究的兴趣。

本文中作者利用波长比滤光片峰值波长短的 Ar⁺ 激光束对在空气中经过波长漂移后的单腔、双腔全介质窄带干涉滤光片中的光散射规律进行了较为详细的实验研究, 得到了清晰的散射光分布。在理论分析方面, 作者在 Gee 等人工作^[15]的基础上考虑了滤光片腔中的光强比其它膜层高得多, 并假设光散射主要由腔引起, 忽略其它膜层的影响。在这种近似下导出了计算单腔、双腔干涉滤光片光散射公式。计算结果和实验一致。尽管单腔滤光片中的光散射

* 国家科委 863 高科技项目资助课题。

收稿日期: 1996-09-16; 收到修改稿日期: 1997-08-05

已有许多作者研究过^[6, 9, 12, 13, 15], 但是大多数都是利用波长和滤光片峰值波长相同的入射光来进行光散射研究, 而本文提出了比前人更好的方法, 即用波长比滤光片峰值波长短的入射光来研究滤光片中的光散射现象, 得了清晰的散射环分布, 并将这一结果推广到双腔滤光片。

2 理论推导

2.1 散射灵敏度^[15]

空气中潮气进入膜层形成潮斑, 考虑一种理想情况: 潮气形成一组同样大小的潮斑随机分布于膜层表面(如 yz 平面), 单位面积上共有 k 个潮斑, k 的典型值为 10^8 m^{-2} 。每一个潮斑由一孔径函数 $a_p(y, z)$ 来描述, 它可以是振幅反射率 r 的改变量 Δr , 也可以是振幅透射率 t 的改变量 Δt 。当潮斑尺寸大于膜层中的微孔或缺陷时, 散射可由衍射理论来描述, 根据夫朗和费衍射理论, 这组潮斑非相干衍射的总功率为^[15]

$$P_{\text{incoh}} = k \int |a_p(y, z)|^2 dy dz \times I_{\text{in}} \quad (1)$$

式中 I_{in} 为入射光功率。(1) 式将非相干散射的光功率与 $|a_p(y, z)|$ 联系在一起。在前向散射的情况下, $|a_p(y, z)| = |\Delta t|$; 在后向散射的情况下, $|a_p(y, z)| = |\Delta r|$ 。

考虑一被埋置在膜系中位相厚度为 $d\varphi$ 的薄片, 如图 1 所示。假设当薄片的折射率由 n 变成 $n + \Delta n$ 时, r 和 t 分别变成 $r + dr$ 和 $t + dt$ 。定义两个散射灵敏度 S_t 和 S_r , 即前向散射灵敏度和后向散射灵敏度

$$dt = S_t \Delta n d\varphi, \quad (2a)$$

$$dr = S_r \Delta n d\varphi, \quad (2b)$$

根据膜层的特征矩阵, 可求出 S_t 和 S_r :

$$S_t = -it^2(a_{22} + n_0 a_{12})(b_{11} + n_s b_{12})/n_0, \quad (3a)$$

$$S_r = -it^2(b_{11} + n_s b_{12})^2/n_0, \quad (3b)$$

式中 t 为非扰动膜系的振幅透射系数^[18], a_{12} 和 a_{22} 是矩阵 A 的矩阵元, b_{11} 和 b_{12} 是矩阵 B 的矩阵元。按照非扰动膜层中的总电场强度 E , 前向散射及后向散射灵敏度又可表示成

$$S_t = -it(a_{22} + n_0 a_{12})(E/E_0^+)/n_0, \quad (4a)$$

$$S_r = it(E/E_0^+)^2/n_0, \quad (4b)$$

式中 E_0^+ 为入射电场强度。

对(2)式进行积分, 可得由潮气进入膜层内部而引起的振幅透射率和振幅反射率的改变为

$$\Delta t = \int S_t(\varphi) \Delta n(\varphi) d\varphi, \quad (5a)$$

$$\Delta r = \int S_r(\varphi) \Delta n(\varphi) d\varphi, \quad (5b)$$

2.2 窄带干涉滤光片中的光散射

由(4)式可以看出, S_t 和 S_r 与非扰动膜层中总电场的平方成正比, 表明有大的场强存在

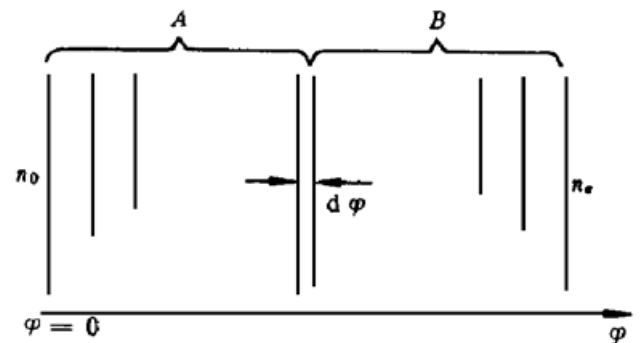


Fig. 1 Thin slice of material of phase thickness $d\varphi$ in a general dielectric coating. A and B are the characteristic matrices. n_0 and n_s are the refractive index of air and of substrate respectively

的地方所引起的光散射将是很严重的。由于窄带滤光片(如单腔、双腔滤光片等)存在腔结构(即间隔层),而腔内光强比腔外光强要大得多,因而假设窄带滤光片中的光散射主要由腔体引起,而忽略其他膜层的影响,在上述近似下来讨论多腔窄带干涉滤光片的光散射现象。

多腔干涉滤光片由多个子腔组成。设 Δt 、 Δr 分别为多腔滤光片的前向和后向散射参量; Δt_j 、 Δr_j ($j = 1, 2, 3 \dots$) 分别为各子腔的前向和后向散射参量。在忽略其它膜层影响后,由方程(5)可知,多腔滤光片的总散射为各个子腔散射之和,那么

$$\Delta t = \sum_{j=1}^{CN} \Delta t_j = \sum_{j=1}^{CN} \int_0^{\varphi_j} S_t(\varphi) \Delta n(\varphi) d\varphi \quad (6a)$$

$$\Delta r = \sum_{j=1}^{CN} \Delta r_j = \sum_{j=1}^{CN} \int_0^{\varphi_j} S_r(\varphi) \Delta n(\varphi) d\varphi \quad (6b)$$

式中 CN 为腔数, φ ($j = 1, 2, 3 \dots$) 为各子腔的位相厚度。因此要分析多腔滤光片的光散射,必须首先分析单个腔的光散射。下面来推导单腔干涉滤光片的光散射公式。

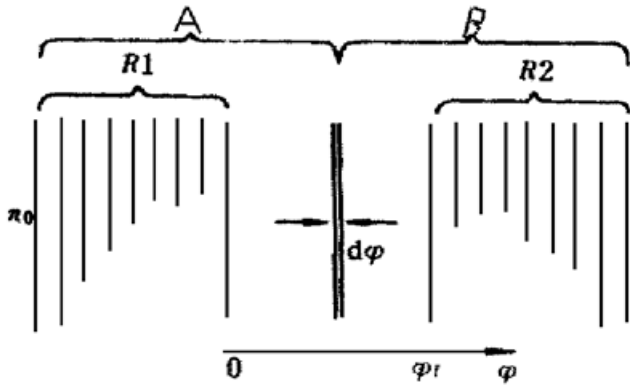


Fig. 2 Single-cavity interference filter. φ is the phase thickness of the spacer. $R1$ and $R2$ are the characteristic matrices of both reflective stacks respectively

单腔干涉滤光片的结构如图2所示。 $R1$ 、 $R2$ 分别为间隔层两侧反射膜层的特征矩阵。 AB 为整个膜系的特征矩阵, φ 为间隔层的位相厚度。经推导可得:

$$S_t = - \frac{it^2}{2\eta_0} \{ (V_2Q_1 - V_1Q_2/\eta_l^2) \cos(2\varphi - \varphi) + (V_2Q_1 + V_1Q_2/\eta_l^2) \cos \varphi + i[(V_1Q_1 - V_2Q_2) \sin(2\varphi - \varphi) + (V_1Q_1 + V_2Q_2) \sin \varphi] / \eta_l \}, \quad (7a)$$

$$S_r = - \frac{it^2}{\eta_0} [Q_1 \cos(\varphi - \varphi) - iQ_2 \sin(\varphi - \varphi) / \eta_l]^2, \quad (7b)$$

式中 $Q_1 = R_{211} + \eta_s R_{212}$, $Q_2 = R_{221} + \eta_s R_{222}$, $V_1 = R_{122} + \eta_0 R_{112}$, $V_2 = R_{121} + \eta_0 R_{111}$,

$$\eta_j = \begin{cases} n_j \cos \theta_j, & \text{S-偏振} \\ n_j / \cos \theta_j, & \text{P-偏振} \end{cases}, \quad (j = 0, s, l),$$

R_{1ij} 、 R_{2ij} ($i, j = 1, 2$) 分别为 $R1$ 、 $R2$ 矩阵元。

将(7)式代入(5)式,积分可得

$$t = \int_0^{\varphi} S_t(\varphi) \Delta n(\varphi) d\varphi = - \frac{i\Delta nt^2}{\eta_0} \{ (V_2Q_1 - \frac{V_1Q_2}{\eta_l^2}) \sin \varphi + [(V_2Q_1 + \frac{V_1Q_2}{\eta_l^2}) \cos \varphi] \varphi + \frac{i\varphi}{\eta_l} (V_1Q_1 + V_2Q_2) \sin \varphi \}, \quad (8a)$$

$$r = \int_0^{\varphi} S_r(\varphi) \Delta n(\varphi) d\varphi = - \frac{i\Delta nt^2}{2\eta_0} \{ (Q_1^2 - \frac{Q_2^2}{\eta_l^2}) \varphi + (\frac{Q_1^2}{2} + \frac{Q_2^2}{2\eta_l^2}) \sin 2\varphi + \frac{iQ_1Q_2}{\eta_l} (1 - \cos 2\varphi) \}. \quad (8b)$$

(8)式为单腔干涉滤光片光散射参量的计算公式。将(8)式代入(6)式,可得到计算多腔滤光

片光散射的计算公式。以下对上述公式进行计算机求解。为了与实验结果进行比较, 计算参数的选取与实验所用的滤光片的实际参数是一致的。

图 3 给出了设计波长 $\lambda_0 = 512.5 \text{ nm}$ 的干涉滤光片 $G(\text{HL})^4\text{H}(\text{LH})^4$ 在波长 $\lambda_L = 514.5 \text{ nm}$ 的 P 偏振入射光照射下的散射参数 $|\Delta t|^2$ 和 $|\Delta r|^2$ 的计算结果, 计算参数为 $\Delta n = 0.05$, $n_H = 2.35$, $n_L = 1.35$, $\alpha_H = 100 \text{ cm}^{-1}$, $\alpha_L = 0$, 其中 H、L 分别代表光学厚度为 $\lambda_0/4$ 的 ZnS 和 Na_3AlF_6 材料, G 为基片; Δn 为腔折射率变化; n_H 、 n_L 分别为 ZnS 和 Na_3AlF_6 的折射率; α_H 、 α_L 分别为 ZnS 和 Na_3AlF_6 的吸收系数。滤光片的中心波长 λ_0 在间隔层的折射率增加 0.05 后变为 $\lambda'_0 = 523.4 \text{ nm}$ 。从图中可以看出, 单腔干涉滤光片的前向散射[图 3(a)]和后向散射[图 3(b)]具有相同的分布, 散射光的散射角(定义为散射光与滤光片法线之间的夹角)为 14.7° 。如果用波长大于滤光片峰值波长的单色激光束入射到滤光片上, 将不出现散射光光锥分布。

图 4(a) 为双腔干涉滤光片 $G(\text{HL})^4\text{H}(\text{LH})^4\text{L}(\text{HL})^4\text{H}(\text{LH})^4$ (即 $CN = 2$) 在波长 $\lambda_L = 514.5 \text{ nm}$ 的 P 偏振入射光照射下的散射参量 $|\Delta t|^2$ 的计算结果, 计算参数为 $\Delta n_1 = \Delta n_2 = 0.05$, $n_H = 2.35$, $n_L = 1.35$, $\alpha_H = 100 \text{ cm}^{-1}$, $\alpha_L = 0$, 其中 Δn_1 、 Δn_2 为两个腔的折射率变化。滤光片的中心波长 λ_0 在两个间隔层的折射率都增加 0.05 后变为 $\lambda'_0 = 524.9 \text{ nm}$ 。前向散射光和后向散射光具有同样的分布, 即在 16.5° 和 17.4° 处各有一个散射峰, 在大角度 60.5° 处有一弱的散射峰。对于 S 偏振的入射光, 不出现大角度的散射峰[见图 4(b)]。

从以上单腔和双腔干涉滤光片的光散射规律看, 前向和后向散射光具有同样的特性。这可以从以下角度来理解: 光入射到腔介质后, 受到腔介质中散射中心的散射, 在各个方向上

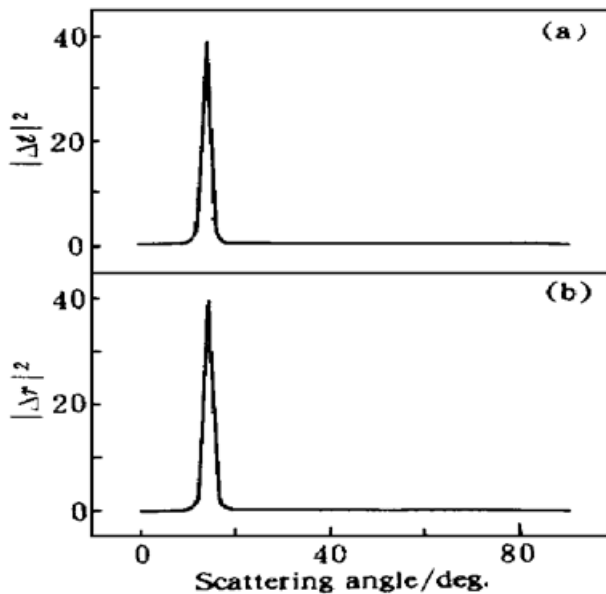


Fig. 3 Calculated values of the scattering parameter $|\Delta t|^2$ (a) and $|\Delta r|^2$ (b) for the single-cavity filter $G(\text{HL})^4\text{H}(\text{LH})^4$ with $\lambda_0 = 512.5 \text{ nm}$, where $n_H = 2.35$, $n_L = 1.35$, $n_s = 1.52$, $n_0 = 1.00$, $\Delta n = 0.05$, $\alpha_H = 100 \text{ cm}^{-1}$. The wavelength of the P-polarized laser beam is 514.5 nm . The calculated scattering angle is 14.7°

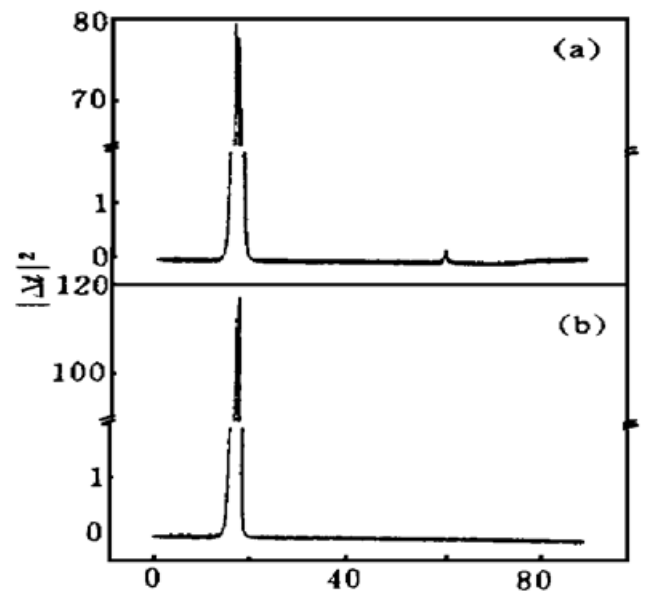


Fig. 4 Calculated values of the scattering parameter $|\Delta t|^2$ for the twin-cavity filter $G(\text{HL})^4\text{H}(\text{LH})^4\text{L}(\text{HL})^4\text{H}(\text{LH})^4$ with $\lambda_0 = 514.0 \text{ nm}$, where $n_H = 2.35$, $n_L = 1.35$, $n_s = 1.52$, $n_0 = 1.00$, $\Delta n_1 = \Delta n_2 = 0.05$, $\alpha_H = 100 \text{ cm}^{-1}$, $\lambda_L = 514.5 \text{ nm}$. The scattering angles are 16.5° , 17.4° , 60.5° , respectively. (a) P-polarized illumination; (b) S-polarized illumination

都有散射光。由于受到腔结构的限制,只有满足腔共振的那些散射光才能得到加强,并且从滤光片两侧输出来;而那些不满足腔共振的散射光很快变会消耗掉。因此前向和后向散射光具有同样的分布。

3 实验结果与验证

实验装置如图 5 所示。入射光束为 Ar^+ 激光器输出的水平偏振光束,滤光片可绕其垂直轴转动以改变光束的入射角,在滤光片两侧用光屏观察散射光的分布。以下分别对单腔和多腔干涉滤光片进行光散射实验研究。

3.1 单腔干涉滤光片

实验所用的滤光片是由热蒸发镀制的,其结构为 $\text{G}(\text{HL})^4\text{4H}(\text{LH})^4$,中心波长 λ_0 为 512.5 nm 。该滤光片长时间暴露在空气中后,其中心波长红移至 $\lambda'_0 = 523.4 \text{ nm}$ 。当波长为 514.5 nm 的激光束垂直入射到该滤光片上

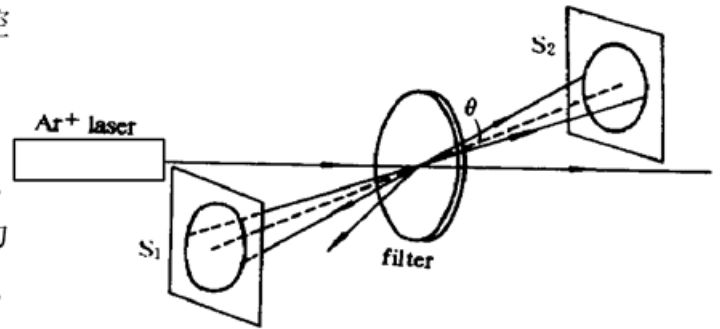


Fig. 5 Experimental setup. θ is the scattering angle

时,除透射光点和反射光点外,还有弱的前向和后向散射光环。逐渐增大入射角,透射光点和散射光环(前向和后向)都逐渐变亮。当入射角为 14.5°

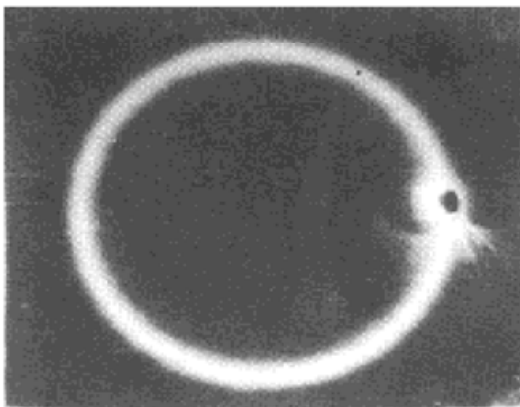


Fig. 6 Spatial distributions of the forward scattered light in single-cavity filter $\text{G}(\text{HL})^4\text{4H}(\text{LH})^4$ with $\lambda_0 = 523.4 \text{ nm}$. The scattering angles are 14.5° , when the filter is illuminated with a P-polarized laser beam ($\lambda_L = 514.5 \text{ nm}$). The directly transmitted light spot is blocked

时,透射光点落在散射光环上,如图 6 所示,并且透射光点及散射环的亮度同时达到极大值,此时,该滤光片的峰值波长由垂直入射时的 523.4 nm 变成了 514.5 nm 。散射光的散射角为 14.5° ,即散射角等于滤光片峰值波长紫移到激光波长时滤光片所转过的角度。该散射角与图 3 的计算结果 14.7° 符合得很好。继续增大入射角,透射光点和散射环的亮度渐渐变暗,此时反射光点虽然很亮,但后向散射环很弱,这说明散射的确主要由腔体决定。腔处于共振时,光散射变强;反之,腔不共振时,光散射就弱。在旋转滤光片的过程中,散射光锥的轴线始终与滤光片的法线重合,而光锥的散射角一直保持不变。前向及后向散射光锥对称分布于滤光片的两侧,且它们的明暗变化是同步的。变短激光束波长,散射光锥的散射角会随之增大;改变入射光的偏振方向,散射光锥的散射角不变,但其亮度

会改变。用峰值波长比激光波长短的滤光片进行实验,在该滤光片两侧并不出现散射光锥。所有这些现象都表明:散射光的出现与腔共振有关。以上实验结果和图 3 的计算结果是一致的。

3.2 双腔干涉滤光片

双腔滤光片的结构为 $\text{G}(\text{HL})^4\text{4H}(\text{LH})^4\text{L}(\text{HL})^4\text{4H}(\text{LH})^4$,其设计波长为 514.0 nm 。该滤光片长时间暴露在空气中后,其中心波长变为 $\lambda'_0 = 524.9 \text{ nm}$ 。当波长为 514.5 nm 的 P 偏振激光束入射到该双腔滤光片上,在光屏上呈现出三个散射环(前向散射和后向散射一样),如图 7 所示。当直透光点落在三个散射光环之一上时,直透光点及各个散射环的亮度同时达到

极大值[图 7(a)、(b)]。中间两个明亮的散射环紧紧地靠在一起[图 7(c)], 它们所对应的散射角分别为 16° 和 17° 。外面是一个细锐较暗的大环, 它所对应的散射角是 58.3° 。三个散射环的散射角与图 4 的计算结果 16.5° 、 17.4° 和 60.5° 符合得较好。最外层的大环的亮度是不同的, 对于 P 偏振入射光束, 暗区出现在大环的上下部分; 对于 S 偏振的入射光束, 暗区出现在大环的左右部分。在转动滤光片的过程中, 散射光锥的轴线始终与滤光片的法线重合, 光锥的散射角保持不变。激光束波长变短, 则散射光锥的散射角变大。以上实验结果和图 4 的计算结果是一致的。

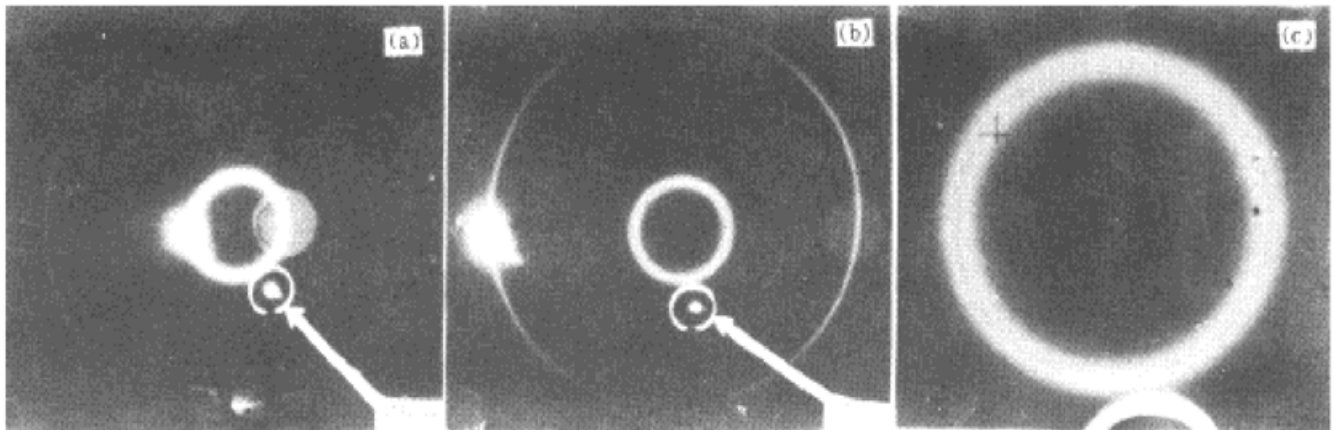


Fig. 7 Spatial distributions of the forward scattered light in twin-cavity filter $G(\text{HL})^4\text{H}(\text{LH})^4\text{L}(\text{HL})^4\text{H}(\text{LH})^4$ with $\lambda_0 = 524.9 \text{ nm}$. The scattering angles are 16° , 17° and 58.3° respectively when the filter is illuminated with a P-polarized laser beam ($\lambda = 514.5 \text{ nm}$). (a) The directly transmitted spot is on one of the small brighter rings, (b) The directly transmitted spot is on the big ring, (c) The two small scattered rings are magnified

结 论 窄带干涉滤光片中的光散射主要由腔结构引起。当腔没有达到共振时, 散射光非常弱; 一旦腔达到共振状态, 前向散射光和后向散射光都达到极大值。当入射光波长比滤光片的峰值波长短时, 散射光受腔结构约束, 出射后形成一定的空间分布, 即散射光锥。散射角等于滤光片峰值波长紫移到入射光波长时滤光片的转过的角度。若滤光片的峰值波长比入射光波长短, 则不能形成散射光锥。要减少光散射损耗, 必须提高膜层致密度, 防止潮气进入到膜层内部。

参 考 文 献

- [1] P. Giacomo, Les couches réfléchissantes multidiélectriques appliquées à l'interférométrie de Fabry-Perot. Etude théorique et expérimentale des couches réelles. *Rev. Opt. Theor. Instrum.*, 1956, **35**(3): 317~ 354
- [2] G. Koppelman, Irregularities in evaporated interference films and their connection with light scattering. *Optik*, 1960, **17**(8): 416~ 425
- [3] S. J. Gourley, P. H. Lissberger, Optical scattering in multilayer thin films. *Optica Acta*, 1979, **26**(1): 117~ 143
- [4] J. Ebert, H. Pannhorst, H. Küster *et al.*, Scatter losses of broadband interference coatings. *Appl. Opt.*, 1979, **18**(6): 818~ 822
- [5] J. M. Elson, J. P. Rahn, J. M. Bennett, Light scattering from multilayer optics: Comparison of the theory and experiment. *Appl. Opt.*, 1980, **19**(5): 669~ 679

- [6] P. Bousquet, F. Flory, P. Roche, Scattering from multilayer thin films: Theory and experiment. *J. Opt. Soc. Am.*, 1981, **71**(9) : 1115~ 1123
- [7] J. M. Elson, J. P. Rahn, J. M. Bennett, Relationship of the total integrated scattering from multilayer-coated optics to angle of incidence, polarization, correlation length, and roughness cross-correlation properties. *Appl. Opt.*, 1983, **22**(20) : 3207~ 3219
- [8] C. Amra, J. H. Apfel, E. Pelletier, Role of interface correlation in light scattering by a multilayer. *Appl. Opt.*, 1992, **31**(16) : 3134~ 3151
- [9] C. Amra, C. Grézes-Besset, L. Bruel, Comparison of surface and bulk scattering in optical multilayers. *Appl. Opt.*, 1993, **32**(28) : 5492~ 5503
- [10] A. Duparre, S. Kassam, Relation between light scattering and the microstructure of optical thin film. *Appl. Opt.*, 1993, **32**(28) : 5475~ 5480
- [11] C. Amra, From light scattering to the microstructure of the thin-film multilayers. *Appl. Opt.*, 1993, **32**(28) : 5481~ 5491
- [12] C. Amra, Light scattering from multilayer optics. I. Tools of investigation. *J. Opt. Soc. Am. (A)*, 1994, **11**(1) : 197~ 210
- [13] C. Amra, Light scattering from multilayer optics. II. Application to experiment. *J. Opt. Soc. Am. (A)*, 1994, **11**(1) : 211~ 226
- [14] J. R. Gee, I. J. Hodgkinson, H. A. Macleod, Moisture-dependent anisotropic effects in optical coatings. *Appl. Opt.*, 1985, **24**(19) : 3188~ 3192
- [15] J. R. Gee, I. J. Hodgkinson, P. W. Wilson, Scatter from fluid patches in optical thin-film coatings. *Appl. Opt.*, 1986, **25**(16) : 2688~ 2694
- [16] 熊 俊, 孙寅官, ZnS 双腔干涉滤光片高对比度光学双稳态. 1989 光电子器件与集成技术年会论文集, 北京, 清华大学出版社, 1989 : 419~ 422
- [17] N. C. Craft, Highly cascable optically bistable device for large fan-out optical computing uses. *Appl. Opt.*, 1988, **27**(9) : 1764~ 1768
- [18] M. Born, E. Wolf, *Principles of Optics*, 6th ed., pergamon, New York, 1980 : 60

Scattering in Single- and Twin-Cavity Narrow-Band Interference Filters Illuminated by a Monochromatic Light

Xiong Jun Hu Gang Sun Yinguan

(Department of Physics, Beijing Normal University, 100875)

(Received 16 September 1996; revised 5 August 1997)

Abstract The scattering behaviors of all-dielectric single- and twin-cavity narrow-band interference filters are studied both in theory and in experiment. It is shown that the scattering properties are determined mainly by the spacers in which the electric field intensities are high because of the presence of high standing-wave fields. The scattered light cones are found in both sides of the filters illuminated by a monochromatic light with shorter wavelength than the peak wavelength of the filter. The scattering angle of each cone is equal to the tilted angle of the filter when the peak wavelength of the filter shifts to that of incident light. The calculations are in good agreement with experimental results.

Key words scattering cone, narrow-band interference filter, monochromatic light.