

非平行条件下高斯光束斜入射窄带滤光片的透射光强分布

俞 侃¹ 吉紫娟² 黄德修^{1,3} 尹娟娟¹ 包佳祺¹

¹ 华中科技大学文华学院, 湖北 武汉 430074
² 湖北第二师范学院物理与电子工程系, 湖北 武汉 430205
³ 武汉光电国家实验室, 湖北 武汉 430074

摘要 基于多光束干涉原理, 推导了斜入射状态下非平行角度调谐滤光片的高斯光束透射光强表达式。在此基础上研究了高斯光束的入射角以及非平行滤光片两端面间所存在楔角对透射光强分布的影响。计算和实验结果都表明, 滤光片的透射光强分布不仅与入射角有关, 非平行滤光片两端面间楔角的大小和正负特性还会在很大程度上影响斜入射时滤光片的光场分布、透射率和矩形度。要保证滤光片在斜入射时透射率和矩形度的稳定, 就必须在切片时提高滤光片的平行度。

关键词 集成光学; 窄带滤光片; 斜入射; 楔角; 透射光强分布; 高斯光束

中图分类号 O436.1 文献标识码 A doi: 10.3788/AOS201131.1013001

Transmitted-Intensity Distribution of a Narrowband Thin-Film Filter with Oblique Incidence of Gaussian Beam under Non-parallel Case

Yu Kan¹ Ji Zijuan² Huang Dexiu^{1,3} Yin Juanjuan¹ Bao Jiaqi¹

¹ Wenhua College, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan, Hubei 430074, China
² Department of Physics and Electronic Engineering, Hubei University of Education, Wuhan, Hubei 430205, China
³ Wuhan National Laboratory for Optoelectronics, Wuhan, Hubei 430074, China

Abstract Based on the multi-beam interference principle, the Gaussian beam transmitted-intensity expression on a non-parallel angle-tuned thin-film filter in oblique incidence has been derived. According to the result, the influence of the transmitted-intensity distribution with different incident angles, especially with different wedge angles of the non-parallel thin-film filter has been analyzed theoretically. The calculation and experimental results show that the transmitted-intensity distribution, transmitted-peak and the rectangle degree are greatly influenced by the wedge angle, the incident angle and the polarity of the wedge angle. In order to get stable transmitted-characteristics and high rectangle degree, the parallelism of the angle-tuned thin-film filter should be improved in fabrication.

Key words integrated optics; narrowband thin-film filter; oblique incidence; wedge angle; transmitted-intensity distribution; Gaussian beam

OCIS codes 130.7408; 310.6188; 140.3300

1 引言

在密集波分复用系统中, 薄膜滤光片由于具有矩形度好、插入损耗低和温度不敏感等诸多优点, 所以在光电子学领域得到了广泛的应用^[1]。一般入射到窄带滤光片上的激光光束为厄米-高斯光束, 其基模为高斯光束^[2]。常规窄带滤光片由于偏振敏感性

只能用于正入射的情况, 但是随着薄膜消偏振技术的发展, 现已涌现出一系列用于斜入射时的窄带角度调谐滤光片^[3,4], 作为新兴的可调谐滤波器件有着极大的应用价值。因而高斯光束斜入射角度调谐滤光片时的透射光强分布特性对于该型器件的性能以及接收耦合装置的设计就显得十分重要。在以往

收稿日期: 2011-04-13; 收到修改稿日期: 2011-05-29

基金项目: 华中科技大学创新基金 (J02005301) 资助课题。

作者简介: 俞侃 (1978—), 男, 博士, 讲师, 主要从事光通信技术和器件等方面研究。E-mail: onlyfish@126.com

的研究工作中,发现滤光片的透射光斑会随着入射角的增大呈现出展宽的特性,但是对透射率影响不大^[5],而该工作的前提是假定滤光片的入射和透射两端面间保持严格的平行。但是在实际滤光片的制备过程中尤其是切片步骤,很难保证角度调谐滤光片两个端面的严格平行,在工艺条件不成熟的情况下其不平行度还有可能很高。因而必须对高斯光束斜入射至非平行角度调谐滤光片后的透射光强分布、透射峰值和透射带矩形度等情况进行研究。

本文从高斯光束的基本传输方程出发,利用多光束干涉原理对高斯光束斜入射至非平行滤光片后的透射光强分布特性进行了推导。重点研究了在斜入射条件下,非平行角度调谐滤光片的两端面间存在的楔角(用 ϵ 来表示,考虑实际切片制备工艺,楔角的取值一般情况下认为小于 0.5°)对透射光强分

布、透射率和透射带矩形度的影响。

2 理论模型

研究的对象是在前期工作中设计的可用于较大角度斜入射的角度调谐滤光片。该四腔结构的窄带滤光片信道间隔为 100 GHz,通过对其间隔层的调整消除了偏振敏感性^[6],抑制了偏振相关损耗,因此在斜入射时具有稳定的透射特性,具有 15° 的角度调谐范围,可实现大于 20 nm 的有效波长调谐。其使用的高低折射率膜料分别为 Ta_2O_5 和 SiO_2 。其中空气折射率 $n_A=1$,基底材料为 BK7 玻璃,折射率 $n_G=1.5$,高折射率材料的折射率 $n_H=2.05$,低折射率材料的折射率为 $n_L=1.46$,设计的正入射中心波长为 1567 nm。该滤光片的膜系结构为

$$G/[(HL)^7 2L3H4L3H2L(LH)^7 L(HL)^8 2L3H4L3H2L(LH)^8 L(HL)^8 2L3H4L3H2L(LH)^8 L(HL)^7 2L3H4L3H2L(LH)^7]/A, \quad (1)$$

式中 H 和 L 分别表示光学厚度为四分之一参考波长的高低折射率膜层^[7]。

对于该多层膜系,实验采用了薄膜理论中的有效界面法进行等效以简化计算。对于多层对称膜系,可从选定膜系的最中间一层进行分离,依次与两侧的膜层进行等效成为一个等效膜层,最终整个膜系组合可以用两个有效界面来表示。利用有效界面法,该多层膜系可以被等效为两个有效界面 M_1 和 M_2 ,其等效层的等效折射率经计算为 $n_M=1.82$ ^[8]。

图 1 表示的是一束振动方向垂直于 xz 平面的高斯光束以 α 角度沿 z 轴在薄膜滤光片的两个非平行有效界面间多次反射与透射的光路图。入射点是

o 点,入射方向是沿 z 轴反方向,图中 r_1, r_2 分别为有效界面 M_1, M_2 的反射系数, d 为高斯光束的入射点到第一个出射点的距离,可取为该多层薄膜在入射点处的平均膜厚。 ϵ 为非平行薄膜滤光片两个端面所成的楔角(图 1 是描述楔角为正的情况)。 N 为与 z 轴垂直的考察面,该考察面到 o 点的距离为 z_0 。图中虚线为垂直于界面 M_1 的法线,实线为垂直于界面 M_2 的法线,两者之间的夹角大小也为 ϵ 。两界面内实心箭头为光束传输路径,空心箭头所指为对应反射光束与界面 M_2 的夹角。入射光束取近似为高斯分布的高斯光束计算其场强。由于整个器件还要配备反向光路补偿片,所以这里的计算忽略

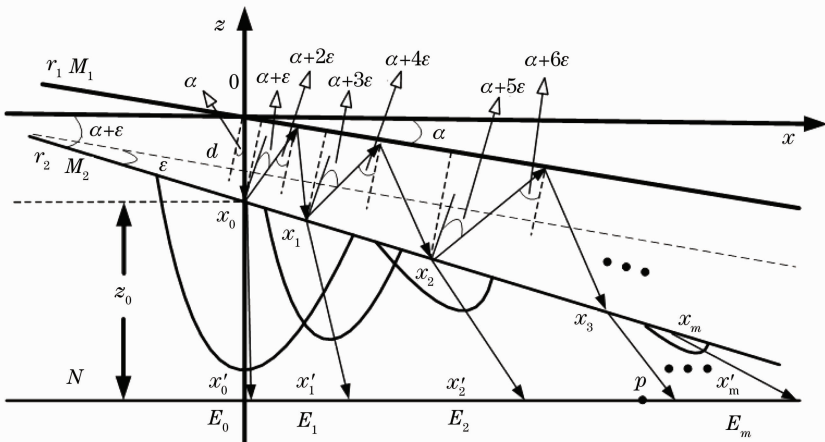


图 1 高斯光束斜入射非平行窄带滤光片的透射光路

Fig. 1 Transmision light path of a non-parallel narrowband filter with an oblique incidence of Gaussian beam

滤光片玻璃基底厚度造成的光路平移。

如图 1 所示,入射光束在两个界面内每经过一次反射,入射光线在界面上与其相应法线的夹角就会增大 ϵ 。入射高斯光束在非平行的薄膜干涉滤光片中经过 $m(m=0,1,2,\dots)$ 次往返反射后的出射光束在界面 M_2 以及考察面 N 的交点分别为 x_m 和 x'_m ,其在考察面 N 上的场分布为 E_m ,光强分布为

$E_m E_m^*$ 。设第 m 次出射的光束在界面 M_2 上产生的位移为 Δx_m ,即 Δx_m 为第 m 次出射点 x_m 相对于直接出射点 x_0 在考察面 N 上的距离。而 Δz_m 为从入射点传输到第 m 次出射点 x_m 处光束所经过的距离。相应到达界面 M_2 每一个反射光束上与其法线的内部夹角为 $\alpha + 2m\epsilon$ 。则利用几何关系可以推导出

$$\Delta x_m = \sum_{i=1}^m \left\{ \frac{d \cos(\alpha + \epsilon) \cos \alpha}{\cos(\alpha + 2i\epsilon)} \{ \tan[\alpha + (2i-1)\epsilon] + \tan[\alpha + (2i+1)\epsilon] \} \right\}, \quad (2)$$

$$\Delta z_m = \sum_{i=1}^m \left\{ \frac{d \cos(\alpha + \epsilon) \cos \alpha}{\cos(\alpha + 2i\epsilon) \cos[\alpha + (2i-1)\epsilon]} + \frac{d \cos(\alpha + \epsilon) \cos \alpha}{\cos[\alpha + (2i+1)\epsilon] \cos(\alpha + 2i\epsilon)} \right\}. \quad (3)$$

同理设第 m 次出射的光束在考察面 N 上产生的水平位移为 $\Delta x'_m$,且其相对于入射点多传输的纵向距离为 $\Delta z'_m$ 。也可以推导出

$$\Delta x'_m = \Delta x_m \cos(\alpha + \epsilon) + [z_0 - d - \Delta x_m \sin(\alpha + \epsilon)] \tan \theta_M, \quad (4)$$

$$\Delta z'_m = \Delta z_m + [z_0 - d - \Delta x_m \sin(\alpha + \epsilon)] / \cos \theta_M. \quad (5)$$

在考虑薄膜的等效折射率 $n_M = 1.82$ 的情况下,根据 Snell 定理可知(4),(5)式应该改写为

$$\Delta x'_m = \Delta x_m \cos(\alpha + \epsilon) + [z_0 - d - \Delta x_m \sin(\alpha + \epsilon)] \frac{1.82 \sin[(2m+1)\epsilon]}{\sqrt{1 - \{ [1.82 \sin[(2m+1)\epsilon]]^2 \}}}, \quad (6)$$

$$\Delta z'_m = \Delta z_m + [z_0 - d - \Delta x_m \sin(\alpha + \epsilon)] / \sqrt{1 - [1.82 \sin(2m+1)\epsilon]^2}. \quad (7)$$

在图 1 中,设考察面 N 上的任一点 p 距离直接透射点 x'_0 的距离为 x' ,通过改变 x' 的大小就可以得到考察面 N 上任意点的光强分布。 p 点距离第 m 次出射的光束的 x 轴距离为

$$X_m = \left| (x' - \Delta x'_m) \sqrt{1 - (1.82)^2 \sin^2[(2m+1)\epsilon]} \right|. \quad (8)$$

相对应的该点到第 m 次出射的光束的 z 轴距离为

$$Z_m = \Delta x'_m + 1.82(x' - \Delta x'_m) \sin[(2m+1)\epsilon]. \quad (9)$$

而自由空间中沿 z 轴传输的高斯光束可以表示为^[9]

$$E(x, y, z) = A \frac{\omega_0}{\omega(z)} \exp\left[-\frac{x^2 + y^2}{\omega^2(z)}\right] \exp\left\{-i\left[\beta z - \arctan\left(\frac{z}{f}\right)\right]\right\} \exp\left[-i\frac{\beta(x^2 + y^2)}{2R(z)}\right], \quad (10)$$

式中 A 为高斯光束束腰中心处的振幅, ω_0 为高斯光束的腰斑半径此处 $R(z)$ 为传输了 z 距离后的高斯光束等相位面曲率半径, $\omega(z)$ 为光斑相对于束腰中心传输了距离为 z 后高斯光束等相位面上的光斑半径, n 为前面计算得到的该多层膜系的等效折射率。

由此可知第 m 次出射的光束在 p 点所产生的光场为

$$E_m(X_m, y, Z_m) = k(r_1 r_2)^m \frac{\omega_0}{\omega(Z_m)} \exp\left[-\frac{X_m^2 + y^2}{\omega^2(Z_m)}\right] \exp\left\{-i\left[\beta Z_m - \arctan\left(\frac{Z_m}{f}\right)\right]\right\} \exp\left[-i\frac{\beta(X_m^2 + y^2)}{2R(Z_m)}\right], \quad (11)$$

式中 $k = \sqrt{1 - r_1^2} \times \sqrt{1 - r_2^2}$ 。因此,在 p 点处总的透射光场为各次透射光束在该点所产生的场强的叠加,即

$$E_t = \sum_{m=0}^N E_m(X_m, y, Z_m). \quad (12)$$

对于叠加级数 N 的判断,由图 1 可知当在非平行薄膜内反射光束的角度满足条件 $\alpha + (2m+1)\epsilon \geq$

$\pi/2$ 时,反射的光束将不会从界面 M_2 上透射,而会从薄膜侧面逃逸,由此可得

$$N = E\left(\frac{\pi}{4\epsilon} - \frac{\alpha}{2\epsilon} - \frac{1}{2}\right), \quad (13)$$

式中 $E(\cdot)$ 表示取整,则在 p 点处总的透射光场叠加强度振幅分布为

$$I = E_t E_t = k^2 \sum_{n=0}^N \sum_{m=0}^N (r_1 r_2)^{m+n} \frac{\omega_0^2}{\omega(Z_m)\omega(Z_n)} \exp\left[-\frac{X_m^2 + y^2}{\omega^2(Z_m)}\right] \exp\left[-\frac{X_n^2 + y^2}{\omega^2(Z_n)}\right] \times \cos\left\{\beta(Z_n - Z_m) + \arctan\left(\frac{Z_m}{f}\right) - \arctan\left(\frac{Z_n}{f}\right) + \frac{\beta}{2}\left[\frac{X_n^2 + y^2}{R(Z_n)} - \frac{X_m^2 + y^2}{R(Z_m)}\right]\right\}. \quad (14)$$

当处于较大角度斜入射时, 不平行所引入的楔角 ϵ 会使得叠加的光谱错开更多, 不仅会对滤光片的透射场强分布带来影响, 还会对滤光片的透射率以及带宽都会带来影响。若用频率 $\nu = 1/\lambda$ 来分析该入射角度下滤光片对应的透射波长, 设 ν_0 为楔角为零时斜入射的中心波长对应的频率, 当滤光片存在楔角 ϵ 时, 则在该入射角度下存在以下推论^[10]:

多腔窄带滤光片的半峰全宽为

$$\nu' = [\nu_0^2 + (\Delta\nu)^2]^{1/2}, \quad (15)$$

式中的 $\Delta\nu$ 为对应于楔角 ϵ 引起的频率漂移, 其中

$$\Delta\nu = 1.5 \times 10^{-4} \frac{\epsilon^2}{n_M^2} \nu_0. \quad (16)$$

同时, 若发散角为零时的峰值透射率为 T_0 , 则存在发散角时的峰值透射率为

$$T' = \left(1 - \frac{1}{3} \frac{\Delta\nu}{\nu_0}\right)^{1/2} T_0. \quad (17)$$

由此可见, 当非平行滤光片的平行度越差, 即两端面间楔角 ϵ 越大时, 在相同入射角的情况下透射率会越低, 同时由于相应情况下透射通带半宽的增加, 滤光片的矩形度也会随之降低。

3 计算结果和分析

由于在深圳飞莱特镀膜公司制备的多批次该型滤光片分别是按 5' 内以及 30' 内的平行度工艺上进

行切片的, 相对应的滤光片所存在的最大楔角分别可控制在 0.08° 和 0.5° 内。图 1 只用图示法描述了楔角 ϵ 为正的情况, 而实际使用时则也可能存在楔角 ϵ 为负的情况。所以根据推导得到的(14)式, 实验也计算了 15° 斜入射时滤光片楔角分别为 $\pm 0.08^\circ$ 和 $\pm 0.5^\circ$ 时的透射光束的光强分布图。其中 $A = 1$, $\omega_0 = 0.25 \text{ mm}$, $d = 41 \text{ }\mu\text{m}$, $r_1 = r_2 = 0.99$, $z_0 = 10 \text{ mm}$ 。由于之前的分析模型中 α 为片内入射角, 而不是实际外部斜入射角度。所以同样经过 Snell 定理的换算可以知道在片外入射角为 15° 时, 相对应的片内入射角 $\alpha = 8.2^\circ$ 。

图 2(a), (b) 分别为在滤光片楔角 ϵ 为 $+0.08^\circ$ 和 -0.08° 的条件下以 15° 斜入射时的透射光强分布。如图 2 所示, 直接透射的光束能量最高, 多次反射后引起的透射光强分布逐渐展宽, 振幅逐渐降低, 多次叠加后使得滤光片的透射光强分布不再呈现高斯型, 透射光斑在滤光片旋转方向上会出现展宽和扩束的现象, 同时透射峰值也会出现一定程度的位移和降低。负楔角的情况由于楔角的展宽方向和正楔角时相反, 对斜入射的光斑移动有一定的回拉作用, 故光斑展宽与正楔角相比有所减小, 场强峰值略有增加。但是整体看, 光强分布仍是一个峰值, 没有出现光斑分离现象。

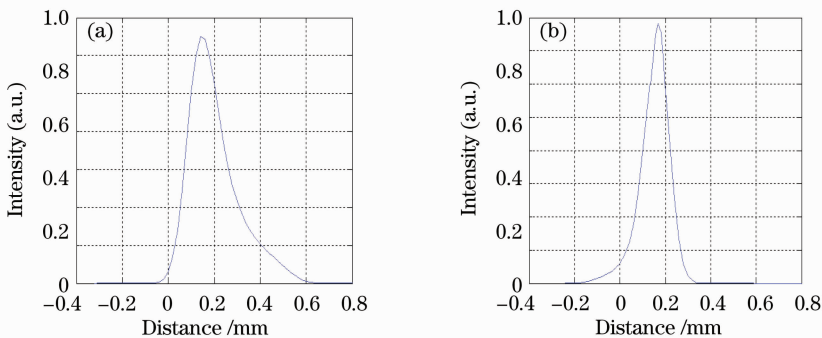


图 2 15° 斜入射时的透射光强分布。(a) 楔角 $\epsilon = 0.08^\circ$; (b) 楔角 $\epsilon = -0.08^\circ$

Fig. 2 Transmitted-intensity distribution at the incident angle of 15°. (a) Wedge angle $\epsilon = 0.08^\circ$; (b) wedge angle $\epsilon = -0.08^\circ$

图 3(a) 和 (b) 分别为在滤光片楔角 ϵ 为 $+0.5^\circ$ 和 -0.5° 的条件下以 15° 斜入射时的透射光强分布。如图 3 所示, 由于此时滤光片两端面间楔角较大, 所

以导致了滤光片在多次反射后的叠加透射光场分布展宽现象更为严重, 由于能量更为分散故导致光场振幅大为降低。光强分布不再是一个单一峰值, 在

尾部会出现多峰值现象。负楔角的情况由于楔角的展宽方向和正楔角时相反,透射光斑的展宽程度与正楔角情况相比略有减小,能量相对集中一些,故场

强峰值要更高一些。尾部多峰值现象仍存在,但是光强起伏频率要小于正楔角的情况。

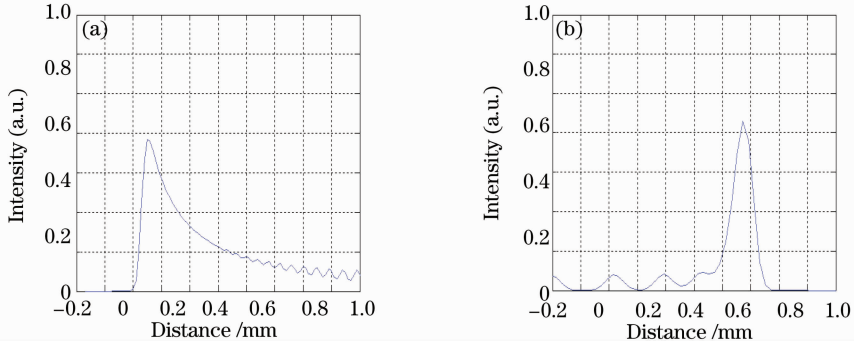


图3 15°斜入射时透射光强分布。(a)楔角 $\epsilon=0.5^\circ$; (b)楔角 $\epsilon=-0.5^\circ$

Fig. 3 Transmitted-intensity distribution at the incident angle of 15°. (a) Wedge angle $\epsilon=0.5^\circ$; (b) wedge angle $\epsilon=-0.5^\circ$

4 实验结果

通过以上分析可知窄带滤光片在斜入射时由于其透射光斑在滤光片的旋转方向上会随着入射角度的增加产生明显的展宽和扩束现象,从而会导致光斑由正入射时的标准圆形逐渐在水平方向上展宽呈现椭圆化。同时楔角的大小以及正负特性都将影响光斑展宽的程度和透射特性。

实验首先对不同楔角的角度调谐窄带滤光片在15°斜入射条件下的透射光的模场进行了测试。实

验中窄带滤光片透射模场分布的检测使用的是多刀口扫描光束质量分析系统,它能测试出激光光束的截面形状、椭圆度和主次轴角度等。图4(a),(b)分别显示了楔角 ϵ 为 0.08° 和 0.5° 条件下滤光片在15°斜入射时的透射光斑模场的分布。其中绿色的十字架标示出了光强的峰值位置。由图可见,楔角较大的光斑展宽更多,分布更接近于一个椭圆。由于楔角 0.5° 条件下多次反射后的光强太弱,所以尾部多峰值现象难以观测出。

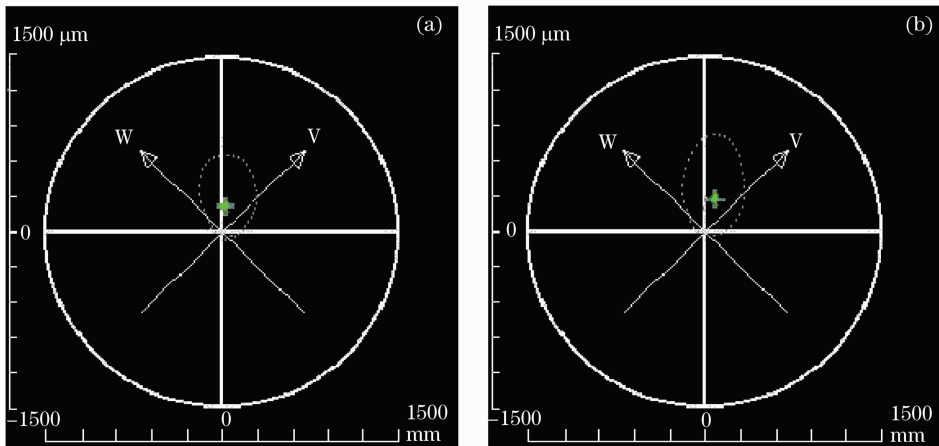


图4 非平行滤光片15°斜入射时的透射光强分布。(a)楔角 $\epsilon=0.08^\circ$; (b)楔角 $\epsilon=0.5^\circ$

Fig. 4 Transmitted-intensity distribution on the non-parallel filter at the incident angle of 15°. (a) Wedge angle $\epsilon=0.08^\circ$; (b) wedge angle $\epsilon=0.5^\circ$

滤光片的关键指标是各项透射特性,所以实验中对在15°斜入射条件下不同楔角滤光片的透射光谱也进行了测试。如图5所示,图5(a),(b)分别显示了不同平行度切片工艺下(即楔角 ϵ 分别为 0.08° 和 0.5° 条件下)滤光片在15°斜入射时的透射光谱。

根据光谱图,在楔角 ϵ 为 0.08° 时插损为 1.5 dB,通带大于 0.3 nm,截止带小于 1.2 nm 满足系统和设计的指标要求。而在楔角 ϵ 为 0.5° 条件下,插损增大到 3 dB,通带小于 0.2 nm,截止带大于 1.4 nm,矩形度大为降低,已经不能满足系统的使用,离理论

设计偏差较大。这与前面分析的随着楔角的增大,滤光片透射峰值的降低以及半宽的展宽具有一致性。所以说明滤光片的平行度,在角度调谐滤光片的斜入射应用中对器件的性能有着非常重要的影响,必须尽可能提高平行度对楔角进行抑制。

在上述两种楔角情况下,楔角由于较小,其正负特性对透射光谱的影响不太明显。为了印证楔角正负特性对光谱的影响,实验中特地要求镀膜公司加工了几块平行度不好,楔角接近 1° 左右的角度调谐滤光片进行测试。结果如图6所示。由于该滤光片

已经在膜系结构上经过了消偏振设计,所以在斜入射时没有明显的偏振分离现象产生。但是在透射光谱上,首先由于楔角更大所以导致透射光强分散更大,引起了干涉级次不足,导致透射光谱的插损和矩形度进一步的恶化。但是在对同一块滤光片水平旋转后(即相当于调整了相对于入射角的楔角正负特性后),可以看到两个透射光谱可以看出一些区别。正楔角的光谱透射率以及带宽指标都要逊于负楔角的情况。这与前面的分析也是一致的。

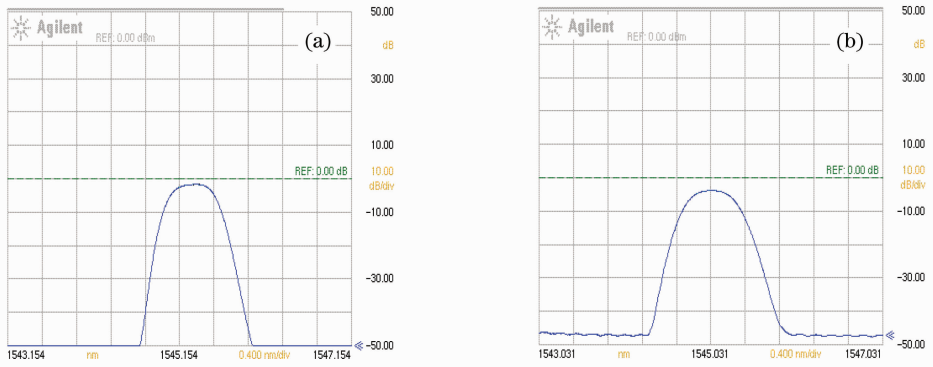


图5 滤光片的透射光谱。(a)楔角 $\epsilon=0.08^\circ$;(b)楔角 $\epsilon=0.5^\circ$

Fig. 5 Measured transmitted-spectrum of the filter at the incident angle of 15° . (a) Wedge angle $\epsilon=0.08^\circ$; (b) wedge angle $\epsilon=0.5^\circ$

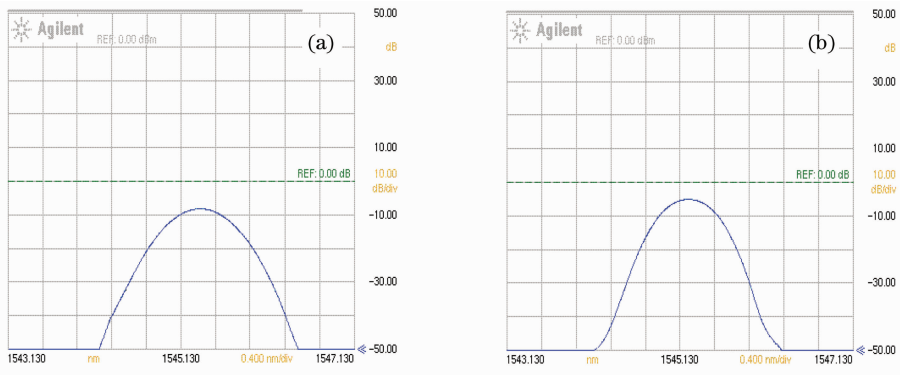


图6 滤光片的透射光谱。(a)楔角 $\epsilon=1^\circ$;(b)楔角 $\epsilon=-1^\circ$

Fig. 6 Measured transmitted-spectrum of the filter at the incident angle of 15° . (a) Wedge angle $\epsilon=1^\circ$; (b) wedge angle $\epsilon=-1^\circ$

5 结 论

利用高斯光束传播方程和多光束干涉原理,推导了斜入射状态下非平行多腔窄带滤光片的透射光强表达式,研究了非平行滤光片楔角参量的大小以及正负特性对滤光片透射特性的影响,并利用模场分析仪和光谱仪对推导结果进行了验证。理论和实验结果表明,在斜入射条件下,滤光片的平行度对于其透射率和矩形度的影响重大。对于角度调谐滤波

器、楔形薄膜滤波器和用于斜入射场合滤光片的制备和加工,具有一定的理论指导意义。

参 考 文 献

- Zhang Xiaoguang. Development and progress of mitigation and compensation techniques for optical fiber polarization mode dispersion[J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(3): 525~539
- 张晓光. 光纤偏振模色散的缓解与补偿技术研究进展[J]. *中国激光*, 2009, **36**(3): 525~539
- Xia Guangqiong, Wu Zhengmao. Transmission characteristics

- after a Gaussian beam incidenting obliquely on a Fabry-Perot interferometer under non-resonant case[J]. *Optical Technique*, 2004, **30**(1): 24~29
- 夏光琼, 吴正茂. 非共振条件下高斯光束斜入射法布里-珀罗干涉仪的透射特性[J]. *光学技术*, 2004, **30**(1): 24~29
- 3 Anatoly Frenkel, Chinlon. Angle-tuned etalon filters for optical channel selection in high density wavelength division multiplexed systems[J]. *J. Lightwave Technol.*, 1989, **4**(7): 615~624
- 4 Lawrence Domash, Ming Wu, Nikolay Nemchuk *et al.*. Tunable and switchable multiple-cavity thin film filters[J]. *J. Lightwave Technol.*, 2004, **22**(1): 126~135
- 5 Yu Kan, Bao Jiaqi, Huang Dexiu *et al.*. Research on divergence-angle suppression techniques in the collimator system of angle-tuned filter[J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, **31**(2): 0213001
俞 侃, 包佳祺, 黄德修等. 角度调谐滤光片准直系统发散角抑制技术研究[J]. *光学学报*, 2011, **31**(2): 0213001
- 6 Yu Kan, Liu Wen, Huang Dexiu *et al.*. Optimal design and arithmetic on the stack of the angle-tuned filter[J]. *Chinese J. Lasers*, 2007, **34**(9): 1287~1291
俞 侃, 刘文, 黄德修等. 角度调谐滤光片的膜系优化设计算法[J]. *中国激光*, 2007, **34**(9): 1287~1291
- 7 Zhang Yueguang, Wang Ying, Sun Xuezheng *et al.*. Design and fabrication of short-wave/long-wave infrared dichroic beam splitter[J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(2): 597~601
章岳光, 王 颖, 孙雪铮等. 红外短波/长波分色片的研究[J]. *光学学报*, 2010, **30**(2): 597~601
- 8 Yu Kan, Huang Dexiu, Yin Juanjuan *et al.*. Reflecting intensity distribution on the angle-tuned filter in oblique incidence[J]. *Chinese J. Lasers*, 2010, **37**(11): 2632~2638
俞 侃, 黄德修, 尹娟娟等. 斜入射角度调谐滤光片的反射光强分布[J]. *中国激光*, 2010, **37**(11): 2632~2638
- 9 Li Miao, Wang Li, Wang Xiqing. Focal switch of Hermite-cosine-gaussian beams passing through an astigmatic lens[J]. *Chinese J. Lasers*, 2008, **35**(10): 1510~1515
黎 淼, 王 莉, 王喜庆. 厄米-余弦-高斯光束通过像散透镜的焦开关[J]. *中国激光*, 2008, **35**(10): 1510~1515
- 10 H. A. Macloed. Thin-Film Optical Filters[M]. Zhou Jiulin, Yin Shubai Transl.. Beijing: National Defense Industry Press, 1974. 82~83
麦克劳德. 光学薄膜技术[M]. 周九林, 尹树白译. 北京: 国防工业出版社, 1974. 82~83