

文章编号:1004-4213(2010)11-1971-5

# 高斯光束斜入射窄带滤光片的透射光强分布\*

俞侃<sup>1</sup>, 吉紫娟<sup>2</sup>, 黄德修<sup>1,3</sup>, 包佳祺<sup>1</sup>, 尹娟娟<sup>1</sup>

(1 华中科技大学 文华学院, 武汉 430074)

(2 湖北第二师范学院 物理与电子信息学院, 武汉 430205)

(3 武汉光电国家实验室, 武汉 430074)

**摘 要:**基于多光束干涉原理, 推导了高斯光束斜入射角度调谐窄带滤光片后的透射光强表达式, 在此基础上研究了入射角对高斯光束的透射特性的影响. 计算和实验结果表明: 随着入射角的增大, 透射光强的光斑会出现一定程度的展宽现象; 当入射角度较小时, 输出为单一光斑, 但其光强峰值位置产生了一定的偏移, 并不在呈现高斯分布; 当入射角度较大时, 输出则为一系列的离散光斑.

**关键词:**高斯光束; 窄带滤光片; 斜入射; 透射光强分布

中图分类号: O436.1

文献标识码: A

doi: 10.3788/gzxb20103911.1971

## 0 引言

在密集波分复用系统中, 薄膜窄带滤光片由于具有矩形度好、插入损耗低、温度不敏感等诸多优点, 所以在微电子和光电子学领域得到了广泛的应用<sup>[1]</sup>. 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<sup>[2]</sup>. 常规窄带滤光片基本都是用于正入射的, 往往直接固化在准直器上使用. 但是随着技术的发展, 现已涌现出一系列用于斜入射时的窄带滤光片<sup>[3-5]</sup>, 它们作为新兴的可调谐滤波器件有着极大的应用价值. 而斜入射时窄带滤光片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. 本文就高斯光束斜入射至窄带滤光片后的透射光强分布特性进行了研究, 理论和实验结果证明了透射光强的分布将出现展宽, 这对角度调谐器件接收耦合装置的设计具有一定的指导意义.

## 1 理论分析

研究的对象是一块用于斜入射的 100 GHz 信道间隔角度调谐滤光片. 该窄带滤光片是一个四腔结构的膜系, 在斜入射时具有稳定的透射特性, 同时其通过对间隔层的调整消除了偏振光中心波长的分离现象<sup>[6]</sup>, 抑制了偏振相关损耗, 具有 15° 的角度调谐范围, 可实现大于 20 nm 的有效波长调谐. 使用的高低折射率膜料分别为 Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub> 和 SiO<sub>2</sub>. 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 1 563 nm, 以上折射率都是在 1 563 nm 波长处的折射率. 该滤光片的膜系结构如式(1), 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<sup>[7]</sup>.

$$G / \left[ \begin{array}{c} (HL)^7 2L3H4L3H2L(LH)^7 L(HL)^8 2L3 \\ H4L3H2L(LH)^8 L(HL)^8 2L3H4L3H2L \\ (LH)^8 L(HL)^7 2L3H4L3H2L(LH)^7 \end{array} \right] / A \quad (1)$$

随着入射角度的增大, 窄带滤光片的透射光斑除了会因滤光片基底的厚度产生一定的光路位移外, 其透射光强分布也将产生一定的变化, 这将影响到器件的性能和接收装置的设计, 所以需要窄带滤光片斜入射时的透射光强分布进行详细的分析.

本文基于假定薄膜为均匀、各向同性且不考虑吸收等损耗的基础之上进行分析, 并且假定平行于界面的电磁场连续的边界条件也成立. 对于该多层膜系, 采用了薄膜理论中的有效界面法<sup>[8]</sup>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, 该多层膜系被等效为两个平行的有效界面  $M_1$  和  $M_2$ , 其等效层的有效折射率经计算为  $n = 1.82$ <sup>[9]</sup>. 图 1 表示的是一束振动方向垂直于  $xz$  平面的高斯光束以  $\theta$  角度沿  $z$  轴入射到有效界面的光路图. 图中  $r_1$ 、 $r_2$  分别为有效界面  $M_1$ 、 $M_2$  的反射系数,  $z_0$  为入射光束经自由空间输入到薄膜的距离,  $d$  为多层薄膜的厚度. 入射光束取近似为高斯分布的高斯光束计算其场强. 同时, 这里的计

\* 华中科技大学创新基金 (J02005301) 资助

Tel: 027-87544509

Email: onlyfish@126.com

收稿日期: 2010-05-13

修回日期: 2010-06-18

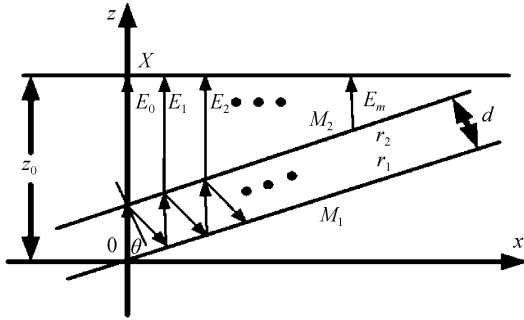


图 1 高斯光束斜入射窄带滤光片的透射光路  
Fig. 1 The light transmitting through a narrowband filter with an oblique Gaussian beam

算忽略滤光片玻璃基底造成的光路平移.

自由空间中沿  $z$  轴传输的高斯光束可以表示为<sup>[10]</sup>

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

式中  $A$  为高斯光束束腰中心处的振幅,  $\omega_0$  为高斯光束的腰斑半径, 同时有

$$\beta = 2\pi n / \lambda \quad (3)$$

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + (z/f)^2} \quad (4)$$

$$f = n\pi\omega_0^2 / \lambda \quad (5)$$

$$R(z) = z + f^2 / z \quad (6)$$

此处  $R(z)$  为光斑相对于束腰中心传输了距离为  $z$  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,  $n$  为前面计算得到的多层薄膜的有效折射率.

当以  $\theta$  角度入射, 未经两等效面反射而直接出射的光束在参考平面上的场分布为

$$E_0 = kE(x, y, z_0) \quad (7)$$

式中  $k = \sqrt{1 - r_1^2} \times \sqrt{1 - r_2^2}$ . 若光束在等效面内往返一次后出射到达参考平面时, 其光斑中心相对于  $E_0$  的光斑中心将移动距离  $X$ , 该距离可以表示为

$$X = 2d \sin \theta \quad (8)$$

与未经反射而直接透射到参考平面的光束相比, 一次反射多传输的距离为

$$\Delta z = 2d \cos \theta \quad (9)$$

因此, 往返一次后透射的场分布可以表示为

$$E_1(x, y, z_1) = kr_1 r_2 \frac{\omega_0}{\omega(z_1)} \exp \left[ -\frac{(x - X)^2 + y^2}{\omega^2(z_1)} \right] \exp \left\{ -i \left[ \beta z_1 - \arctan \left( \frac{z_1}{f} \right) \right] \right\} \cdot \exp \left\{ -i \frac{\beta[(x - X)^2 + y^2]}{2R(z_1)} \right\} \quad (10)$$

式中  $z_1 = z_0 + 2d \cos \theta$ . 以此类推, 光束往返  $m$  次后到达参考平面上的场分布为

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

式中  $z_m = z_0 + 2md \cos \theta$ , 因此透射光束总的场分布为

$$E_t = k \sum_{m=0}^{\infty} (r_1 r_2)^m E_m(x, y, z_m) \quad (12)$$

从而透射光束的强度振幅分布为

$$I = E_t E_t^* = k^2 \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} (r_1 r_2)^{m+n} \frac{\omega_0^2}{\omega(z_m)\omega(z_n)} \exp \left[ -\frac{x_m^2 + y_m^2}{\omega^2(z_m)} \right] \exp \left[ -\frac{x_n^2 + y_n^2}{\omega^2(z_n)} \right] \cdot \cos \left\{ \beta(z_n - z_m) + \arctan \left( \frac{z_m}{f} \right) - \arcsin \left( \frac{z_n}{f} \right) + \frac{\beta}{2} \left[ \frac{x_n^2 + y_n^2}{R(z_n)} - \frac{x_m^2 + y_m^2}{R(z_m)} \right] \right\} \quad (13)$$

根据推导得到的方程(13), 计算了正入射时和  $15^\circ$  斜入射时下透射光束的光强分布图. 其中  $A = 1$ ,  $\omega_0 = 0.25 \text{ mm}$ ,  $d = 41 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $r_1 = r_2 = 0.99$ ,  $z_0 = 10 \text{ mm}$ . 如图 2, 正入射时透射波长的光强能量集中, 没有出现任何位移和光斑变形的状况, 多次透射的光束之间产生的干涉效应, 形成高透射率的窄带波长, 光强分布呈高斯型, 透射光场呈现为一个圆形

的光斑. 当以  $15^\circ$  斜入射时, 直接透射的光束能量最高, 多次反射引起的透射光强分布逐渐减小, 产生叠加使得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. 但是整体看, 光强分布仍是一个能量中心, 没有出现光斑分离现象.

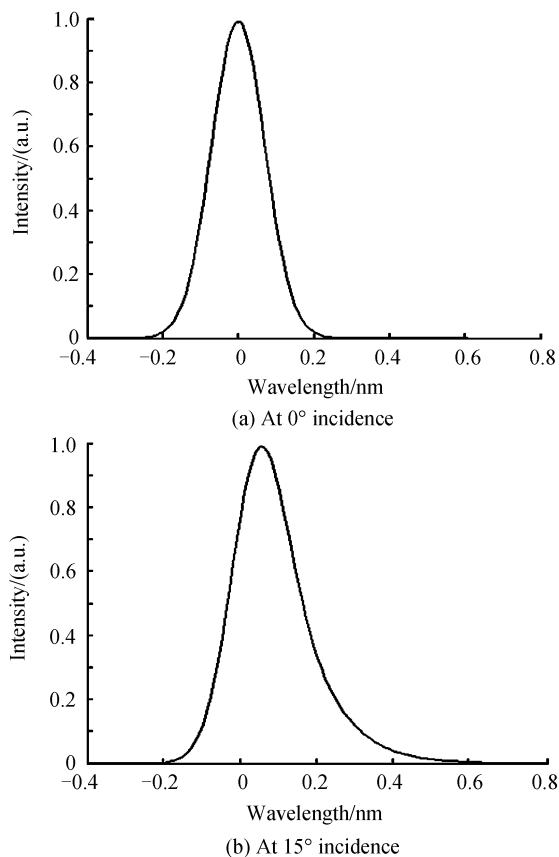
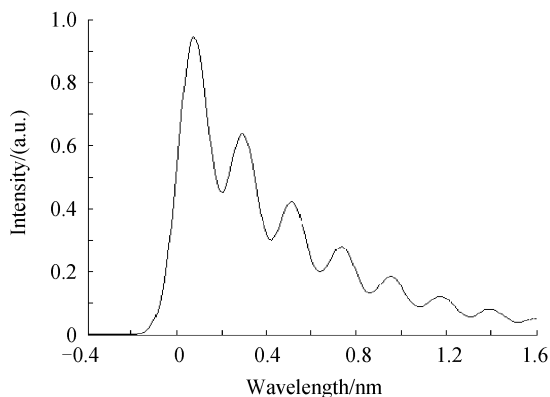


图2 高斯光束入射滤光片后的光强分布

Fig. 2 The transmitting intensity distribution with a Gaussian beam on the filter

当斜入射角度进一步加大到  $40^\circ$  时,多次反射引起的透射光强分布将逐渐分离,同时引起的干涉效应将逐步降低.从图3可以看出,总的透射光强分布已不再是高斯分布,而是呈现多峰值的不规则形状,峰值的位置也发生了偏移,光斑在滤光片的旋转方向上的展宽更为明显,各透射峰值的强度逐渐减小,最后趋于一个常量.随着入射角度的进一步增大,各光斑将在空间上出现分离现象.这是由于经过不同次数反射后的透射光束在空间上的分离随着斜入射角度的增加而明显增大,当入射角度较大时这

图3 高斯光束  $40^\circ$  斜入射滤光片时的光强分布Fig. 3 The transmitting intensity distribution with a  $40^\circ$  Gaussian beam on the filter

些透射光束在空间上已产生分离现象,相互之间的相干叠加作用已经很小.

## 2 实验结果

通过以上分析可知窄带滤光片在斜入射时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.从扩展尺寸看,在  $15^\circ$  倾斜入射时光斑在图2(b)所示水平方向展宽了约 1.53 倍.

实验在武汉光迅科技公司搭建的平台上对该型角度调谐窄带滤光片在不同入射角度下的透射光的模场进行了测试.实验平台中窄带滤光片固定在一个可绕输入光轴旋转的角度微调圆盘架上,通过调制圆盘的角度实现不同角度斜入射的测量.同时通过固定于另一个角度微调架上的,与滤光片基底同厚的补偿玻片同角度反向旋转,使得产生位移的光路经过再次折射能回到原有光路位置上,实现了对窄带滤光片由于基底折射产生光路位移的补偿,从而能够观测到没有产生光路位移时的模场分布变化,在对光路位移进行了补偿后,再接模场分析仪对斜入射时的模场分布进行检测.实验装置的原理如图4.

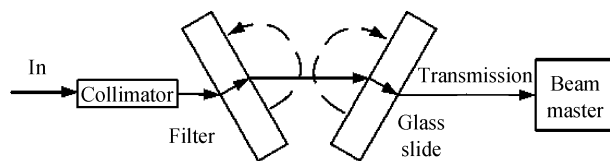
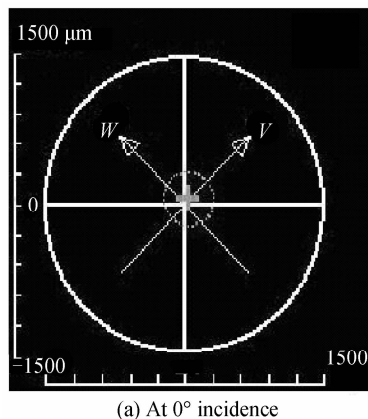


图4 实验装置原理

Fig. 4 The principle of the experimental equipment

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5显示了其在  $0^\circ$  和  $15^\circ$  斜入射时透射光斑模场的分布和形状.其中,图形中心的十字架位置标示出了光强的峰值位置.

(a) At  $0^\circ$  incidence

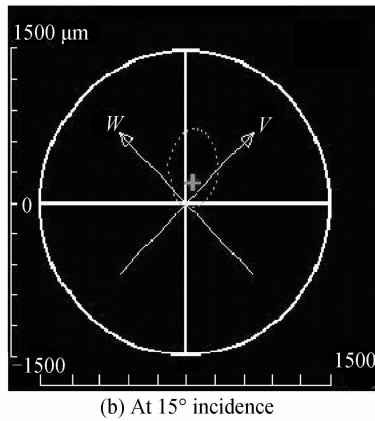


图5 滤光片的透射光强实测分布

Fig. 5 The experimental transmitting intensity distribution on the filter

从图5所示的实验结果可以看出,正入射时窄带滤光片透射光斑是一个标准圆形,透射光强的峰值位于中心位置.其垂直方向是滤光片的角度旋转方向,随着入射角度的增大,其透射光斑出现了形变,在滤光片的旋转方向上透射光强分布出现了明显的展宽现象,而水平方向则没有出现展宽,整个透射光斑呈现出比较明显的椭圆化,同时其透射的峰值也会出现一定程度的偏移.实验结果和理论分析基本一致,说明了在较小角度斜入射时,透射光强分布会出现展宽和峰值偏移.前面的理论计算中得到 $15^\circ$ 斜入射时,光斑将在滤光片旋转方向上展宽1.53倍,这里通过模场分析仪的测试可以得到 $15^\circ$ 时光斑在滤光片旋转方向上展宽了约1.5倍,与理论分析具有比较好的一致性.当滤光片斜入射角度进一步增大时,展宽现象将更为明显.由于实验条件限制以及该型滤光片的有效角度调制范围在 $15^\circ$ 以内,所以对于 $40^\circ$ 斜入射时的透射光强分布没有进行实测.

### 3 结论

本文基于多光束干涉原理,从高斯光束在自由空间的传输方程出发,推导了高斯光束斜入射窄带滤光片时的透射光强表达式,并数值模拟了透射光束的光强分布.并利用模场分析仪对验证了这一推导结果的正确性.理论和实验结果表明,在入射角度较小时,滤光片的输出光强分布为单一光斑,并存在明显的光斑展宽现象;在入射角度较大时,滤光片的输出光强分布为一系列的离散光斑,展宽更为明显.

对于斜入射干涉滤波器件的角度调制极限,以及相应接收整形装置的设计都有一定的理论指导意义.

#### 参考文献

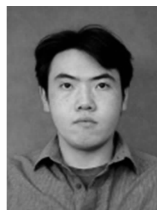
- [1] YU Kan, LIU Wen, HUANG De-xiu. A novel three-port band-pass tunable filter[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2009, **38**(3): 670-673.  
俞侃,刘文,黄德修.一种新型三端口可调带通滤波器的结构设计及分析[J].光子学报,2009,**38**(3):670-673.
- [2] MA Zai-ru, FENG Guo-ying. Carrier envelope phase of few cycles pulsed hermite gaussian beam [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2009, **38**(11): 2953-2957.  
马再如,冯国英.脉冲厄米高斯光束的载波相位分析[J].光子学报,2009,**38**(11):2953-2957.
- [3] SUEMURA Y TAJIMA A, HENMI N, *et al.* An adaptive wavelength tunable optical filter employing an angle-tuned interference filter and an intelligent digital controller[J]. *J Lightwave Technol*, 1996,**14**(6): 1048-1055.
- [4] FRENKEL A, LIN C. Angle-tuned etalon filters for optical channel selection in high density wavelength division multiplexed systems[J]. *J Lightwave Technol*, 1989, **4**(7): 615-624.
- [5] DOMASH L, WU M, NEMCHUK N, *et al.* Tunable and switchable multiple-cavity thin film filters[J]. *J Lightwave Technol*, 2004, **22**(1): 126-135.
- [6] NIE Ming-ju, LIU De-ming. Optimized algorithm of polarization controlling for thin-film filters at oblique incidence [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2009, **38**(8): 2015-2018.  
聂明局,刘德明.倾斜入射薄膜滤光片偏振控制的优化算法[J].光子学报,2009,**38**(8):2015-2018.
- [7] YING Jia-ju, WANG Yong-zhong, HE Yong-qiang, *et al.* Transmissivity for narrowband filter in omni-directional laser warning system[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2009, **38**(8): 1892-1896.  
应家驹,王永仲,何永强,等.全向激光告警系统中窄带滤光片的透射率分析[J].光子学报,2009,**38**(8):1892-1896.
- [8] WEI Pei-feng, ZHAO Yong-qiang, LIANG Yang, *et al.* Monte carlo simulations of polarized light transport in multi-layered scattering media[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2009, **38**(10): 2634-2639.  
卫沛锋,赵永强,梁彦,等.偏振光在多层散射介质中传输的蒙特卡罗模拟研究[J].光子学报,2009,**38**(10):2634-2639.
- [9] YU Kan, LIU Wen, HUANG De-xiu. Characteristics analysis and stack design of the angle-tuned filter[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2008, **37**(6): 1175-1179.  
俞侃,刘文,黄德修.角度调谐滤光片的特性分析及膜系设计[J].光子学报,2008,**37**(6):1175-1179.
- [10] LIU Mu-lin, YE Zhi-qing, MIN Qiu-ying, *et al.* Reflecting characteristics of gaussian beam incidenting nonnormally on a Fabry-Perot interferometer [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2007, **36**(8): 1510-1514.  
刘木林,叶志清,闵秋应,等.高斯光束斜入射法布里-珀罗干涉腔后的反射光强分布[J].光子学报,2007,**36**(8):1510-1514.

## Transmitting Intensity Distribution After a Gaussian Beam Incident Obliquely on a Narrowband Filter

YU Kan<sup>1,2</sup>, JI Zi-juan<sup>2</sup>, HUANG De-xiu<sup>1,3</sup>, BAO Jia-qi<sup>1</sup>, YIN Juan-juan<sup>1</sup>  
(1 *Wenhua College, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China*)  
(2 *Department of Physics and Electronics, Hubei University of Education, Wuhan 430205, China*)  
(3 *Wuhan National Laboratory for Optoelectronics, Wuhan 430074, China*)

**Abstract:** Based on the multi-beam interference principle, a transmitting intensity expression of a Gaussian beam incidenting obliquely on an angle-tuned narrowband filter is derived. According to the result, the influence of the incidence angle on the transmission of a Gaussian beam is investigated theoretically. The calculation and experiment results show that the size of the transmitting beam spot is brodened obviously in oblique incidence. When the incident angle of the thin-film filter is relatively small, the position of the peak of the transmitting beam is shifted and the beam is not in Gaussian distribution. When the incident angle of the filter is relatively large, the transmitting beam consists of a series of space-separated beams.

**Key words:** Gaussian beam; Narrowband filter; Oblique incidence; Transmitting intensity distribution



**YU Kan** was born in 1978, and received his Ph. D. degree from Huazhong University and Wuhan National Laboratory for Optoelectronics in 2008. Now he is a lecturer and his research interests focus on the device of optical communication.