

文章编号: 0253-2239(2006)01-0157-4

薄膜法布里-珀罗滤光片中的超棱镜效应

陈海星 顾培夫 吕维阁 金波 李海峰 刘旭

(浙江大学现代光学仪器国家重点实验室, 杭州 310027)

摘要: 基于薄膜法布里-珀罗滤光片在其峰值波长处具有较大群延迟的特性,设计并从实验上验证了光束倾斜入射时这种结构中存在的超棱镜效应。根据光学薄膜理论中的特征矩阵法,数值模拟计算了器件的群延迟和空间色散曲线,镀制并对器件进行了测试。测试结果表明器件在透射峰值波长处因超棱镜效应引起的空间色散最大位移值达到 $65\ \mu\text{m}$,与理论计算结果非常吻合;相对于传统的光栅和棱镜器件而言器件具有更高的空间角度色散,实际测试在 $784.5\ \text{nm}$ 至 $786.5\ \text{nm}$ 波长范围内器件的角色散达到 $30^\circ/\text{nm}$ 。

关键词: 薄膜光学; 超棱镜效应; 光子晶体

中图分类号: O484.4 文献标识码: A

Superprism Effect in Thin Film Fabry-Pérot Filter

Chen Haixing Gu Peifu Lü Weige Jin Bo Li Haifeng Liu Xü

(State Key Lab of Modern Optical Instrumentation, Zhejiang University, Hangzhou 310027)

Abstract: The superprism effect was demonstrated experimentally in a thin film Fabry-Pérot filter based on its large group delay at the wavelength of peak transmittance. The group velocity delay and the shift caused by the spatial dispersion were numerically simulated by characteristic matrix method used widely in optical thin film theory. The device was fabricated and tested and the results showed that the maximum shift of spatial dispersion due to the superprism effect reached $65\ \mu\text{m}$ at the wavelength of peak transmittance, which consisted well with the design. Compared with the conventional grating element and prism, the device had smaller size and higher spatial angular dispersion, nearly $30^\circ/\text{nm}$ in the range from $784.5\ \text{nm}$ to $786.5\ \text{nm}$ according to the measurement.

Key words: thin film optics; superprism effect; photonic crystal

1 引 言

超棱镜效应是光子晶体的重要特性^[1]。在对光子晶体的早期研究中,主要关注的是光子晶体在禁带内的特性,例如:自激辐射的抑制^[2]、全方向光子晶体反射镜^[3]等等。而近来的研究表明,在光子晶体的透射带内,也同样存在许多特殊的性质^[4~7]。特别是在靠近禁带附近的透射带内,光子晶体具有反常色散和各向异性^[8]。已经有研究者报道了利用光子晶体的这种特性对光束传播方向进行控制和光束自准直的现象,又称之为“超棱镜”效应或“超准直”效应^[9]。这些实现光束传播的空间控制的效应都是基于光束在光子晶体中传播时,其群速度在一定入射角时对光频率(波长)的变化非常敏感的特点来实现的。

一维薄膜周期结构有其特殊性。根据温策-克拉默斯-布里渊(Wentzel-Kramers-Brillouin, WKB)近似条件,可以推导出群速度在垂直于传播方向上的切向分量仅与膜系的结构参量有关,而与波长无关^[10];超棱镜效应产生的光束空间色散在数值上等于群速度的切向分量与群延迟的乘积。超棱镜效应产生的光束空间色散与不同波长在通过膜堆时产生的时间上的延迟(群延迟)之间存在正比关系;基于这种关系,实现超棱镜效应的方法,完全可以看作是由光束在通过膜堆时累积的时间色散实现的空间色散(即光束随波长的变化在出射时发生不同的空间分离)。但是一般情况下,一维周期薄膜结构中超棱镜效应产生的出射光束的空间分离是非常小的,难以观察;通过镀制层数非常多的膜堆,增加群延迟,

作者简介: 陈海星(1976~),男,江西临川人,博士研究生,主要从事基于光学薄膜技术的光通信器件的研究。

E-mail: seastarchen@yahoo.com.cn

收稿日期: 2005-01-18; 收到修改稿日期: 2005-05-24

增大这种超棱镜效应引起的空间分离;实际镀制时,由于层数太多,膜厚误差的累积使得制作非常困难;法布里-珀罗腔型滤光片在峰值波长处具有较大的群延迟,可以利用这个特性在其峰值波长附近利用超棱镜效应实现不同波长的光束出射位置的较大分离(空间色散),实现器件对入射光束的空间解复用,且膜堆的层数相对较少,易于镀制。本文设计并制作了薄膜法布里-珀罗腔型滤光片结构,数值模拟了器件的群延迟和空间色散曲线,并对器件进行了实际测试,实验结果表明器件实现了超棱镜效应且与设计结果非常吻合,相比较于传统的光栅和棱镜器件具有更大的空间色分辨力。

2 原 理

所讨论的薄膜法布里-珀罗滤光片结构,已经不再是严格的周期性结构(掺杂的周期结构),因而布洛赫波理论不能适用,无法通过计算等频率线轮廓图画出光束的折射方向(群速度方向)^[11]。但是仍然可以根据前面所述的时间色散与空间色散之间的关系来获得实际光束的出射位置的位移大小,得出光束的出射方向。

如图 1 所示,含有多个波长的入射光束(s 偏振态)以一定角度斜入射到一维薄膜光子晶体上,经过玻璃基板折射后进入膜堆。由于反常色散的作用,不同波长的光在周期性介质层里经历的群延迟不同,最后出射的光束在横截面方向(图中为 x 方向)发生分离。光波在多层电介质膜系中传播时,累积的相位变化通过温策-克拉默斯-布里渊法可简化,其透射相位变化可以近似表示为^[10]

$$\phi_t(\beta, \omega) \approx - \sum_i \left[\sqrt{\left(\frac{\omega}{c} n_i \right)^2 - \beta^2} \cdot d_i \right], \quad (1)$$

其中 β 为波矢的切向分量, n_i 为第 i 层的折射率, d_i 为第 i 层的物理厚度, ω 为光波频率, c 为真空中的

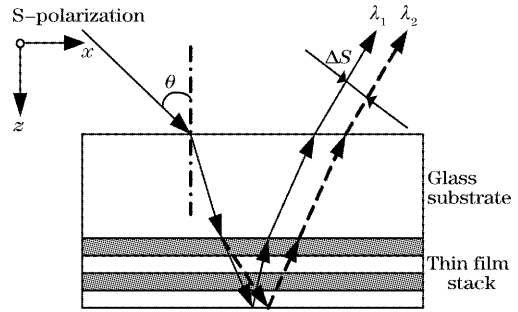


图 1 膜堆中超棱镜效应的示意图
Fig. 1 Schematic of the superprism effect in thin film stack

光速。运用这种方法求多层膜的相位可以很方便地推导群速度的切向分量的表达式。根据群速度的切向分量定义 $v_{gx} = \partial\omega/\partial\beta$, 对(1)式求偏导数变换,得到下式:

$$v_{gx} \approx \sin \theta \frac{\sum_i [d_i / (n_i^2 - \sin^2 \theta)^{1/2}]}{\sum_i [n_i^2 d_i / (n_i^2 - \sin^2 \theta)^{1/2}]}, \quad (2)$$

式中 θ 为入射角。从(2)式可以看出, v_{gx} 仅与膜系结构和入射角有关,而与波长无关,对一定的结构和入射角近似为一个常量。根据光束空间色散位移 $s(\lambda, \theta) = v_{gx}(\theta) \cdot \tau(\lambda, \theta)$, 其中 λ 为入射光波长, τ 为光束通过膜堆的群延迟。求得群延迟的分布,再乘上 v_{gx} 就可以得到光束空间分离的位移值。设计的薄膜法布里-珀罗滤光片的结构中,利用的是透射光的群延迟。因为入射光是具有一定大小的高斯光束,当超棱镜效应引起的空间色散位移大于高斯光束束腰时,不会发生反射波之间的干涉效应,计算时应该采用透射相位。根据光学薄膜理论的特征矩阵法,可以很方便进行数值求解。首先求得透射光束的相位,然后对频率求导,即得到透射光的群延迟。根据薄膜光学理论,当光束斜入射到器件上时,透射系数和透射相位可以通过以下矩阵连乘得到^[12]

$$\begin{bmatrix} B \\ C \end{bmatrix} = \prod_{j=1}^m \begin{bmatrix} \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} n_j d_j \cos \theta_j\right) & i \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} n_j d_j \cos \theta_j\right) / \eta_j \\ i \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} n_j d_j \cos \theta_j\right) \cdot \eta_j & \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} n_j d_j \cos \theta_j\right) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ \eta_m \end{bmatrix}, \quad (3)$$

式中 $\eta_j = n_j \cdot \cos \theta_j$, 为第 j 层介质中 s 光的等效导纳, θ_j 为第 j 层介质中的折射角, η_m 为基板的等效导纳。由上式可得透射系数为

$$t = 2\eta_0 B / (\eta_0 B + C), \quad (4)$$

此处, η_0 为入射介质的等效导纳。然后求其辐角的反余切即可得到透射相位,再由 $\tau_t = \partial\phi_t/\partial\omega$ 即可求得透射群延迟。通过以上过程就可以得到器件的群延迟分布和相应的空间色散曲线。

3 实验结果及讨论

薄膜法布里-珀罗滤光片的结构为

$$\text{Air} | (\text{HL})^5 \text{H} 4\text{L} \text{H} (\text{LH})^5 | \text{Sub},$$

其中 H 代表高折射率材料二氧化钛 (TiO_2), 折射率取 2.09 (850 nm); L 为低折射率材料二氧化硅 (SiO_2), 折射率为 1.44 (850 nm); Sub 代表基板, 折射率为 1.52。采用真空电子束镀膜的方法在玻璃基板上交替蒸镀高低折射率材料, 基板加热至 300 °C, 背景真空度为 3×10^{-3} Pa, 氧压为 1.8×10^{-2} Pa; 采用光学监控方法对膜厚进行监控。膜系的中心波长为 850 nm, 入射光为 s 偏振光, 入射角为 23.5° (玻璃基板内)。透射率曲线和数值模拟空间色散位移曲线如图 2 所示。

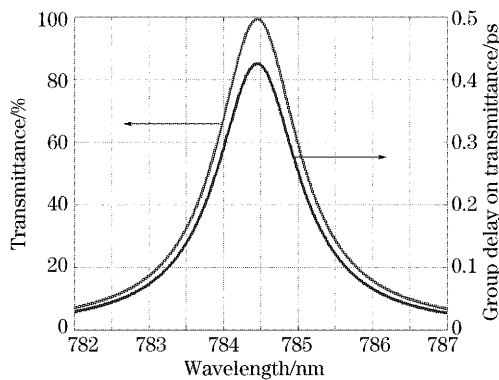


图 2 薄膜法布里-珀罗滤光片的透过率(左)和透射群延迟(右)

Fig. 2 Transmittance (left) and group velocity delay on transmittance (right) of the thin film Fabry-Pérot filter

薄膜法布里-珀罗滤光片的超棱镜效应测试装置如图 3 所示。测试光源为可调谐钛宝石飞秒激光器(美国光谱物理公司, Tsunami Model 890), 测试波长调谐范围为 760~790 nm; 探测器为 8.5 mm (1/3 英寸) CCD 面阵(台湾敏通公司 MTV-

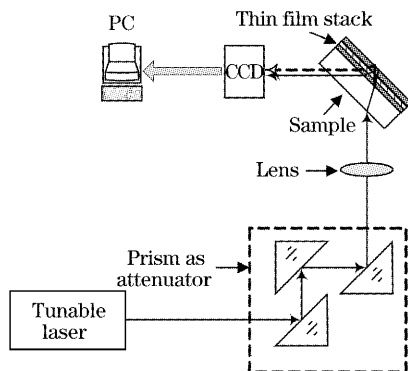


图 3 超棱镜效应测试装置

Fig. 3 Setup for the measurement of the superprism effect

03X10HC), 总像素为 580×768 , 实际像元大小为 $6.25 \mu\text{m}$ 。CCD 探测到的光强信号通过数据采集卡输入计算机进行即时处理。由于激光光源具有很好的高斯光强分布, 数据处理中采用高斯曲线拟合的方法确定测试光斑的中心坐标值, 最终可获得不同波长出射点的位置信息, 得出光束通过样品的空间分离的位移曲线。

激光束首先通过棱镜组的多次表面反射以衰减光强, 同时不影响光束的质量; 衰减后的光束经透镜聚焦后, 得到束腰约为 $30 \mu\text{m}$ 的小光斑。光束以 23.5° 的入射角从玻璃基板进入膜堆。为了得到大的空间色散位移值以利于测试, 将 CCD 探测器安排在入射光束的同侧, 这样探测到的光束实际两次穿过膜堆, 其空间色散的位移值应为上述计算值的两倍。激光器的波长扫描范围从 782~787 nm, 实际测试光斑变化情况如图 4 所示。出射光束在 782.9 nm 时为单个光斑, 而当波长逐渐往长波移动时, 光斑开始发生分裂, 成为两个光斑, 且随波长变化两光斑之间的距离逐渐变大; 其中当波长在 784.54 nm 时, 即峰值透射波长处, 群延迟最大, 分裂的两个光斑之间的距离最大, 这和前面的理论分析是相符的; 随波长继续增加, 两个光斑又逐渐靠拢, 最后在 786.9 nm 处又成单一光斑。这里光斑分裂是由于入射光为高斯光束, 具有一定的角频谱。实际测试中, 高斯光束是以光锥形式入射到薄膜器件上的, 而不是平行光束。如前所述, 超棱镜效应对入射光束的入射角度是非常敏感的, 因而偏离中心角度的部分光束由于群延迟很小, 随之产生的空间色散位移也非常小, 实际测试中光斑几乎不发生移动; 而发生移动的光斑正是由于不同波长的光束在通过膜堆时产生的群延迟不一样, 因而空间色散导

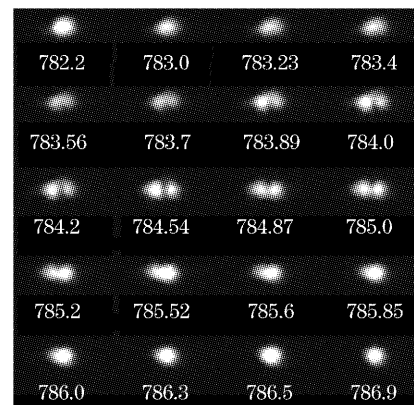


图 4 不同波长时 CCD 探测到的图像

Fig. 4 Image detected by CCD arrays for the output light spots at different wavelengths

致的位移不同,正如实验观察到的光斑随波长不同发生移动现象,也即超棱镜效应;这种高斯光束分裂现象同一些研究者报道的高斯光束通过光子晶体结构中发生分裂的原理是一致的^[13]。

图 5 为理论模拟的空间色散位移值与实际测试曲线的比较,可以看出在 784.54 nm 处光束发生位移达 65 μm ,与理论设计吻合的较好;在透射峰值波长的两边,空间色散位移值逐渐减小。离开中心波长处的测试结果与理论值有一定的误差。这是由于光源光强在调谐过程中会发生一定的变化,会对高斯拟合过程造成影响,使最终光斑中心位置的确定造成误差;CCD 探测器的像元具有一定的物理尺寸,这也会对探测到的空间色散位移量的最小分辨力产生影响,对最终得到的位移值引入偏差。测试曲线在 782~784.5 nm 波段和 784.5~787 nm 波段内,光束空间色散产生的出射点位置的位移与波长均近似成线性关系,因而在这两个波段内,器件可以作为光波的空间解复用器使用,而且其空间分辨力较传统的光栅或棱镜元件而言,具有更大的角度色散。以本文测试结果为例,可以计算出器件在其透射峰值波长附近的角色散可达 $30^\circ/\text{nm}$,若将中心波长选择在 1550 nm 时,则适合作为密集波分复用系统中的解复用器件。

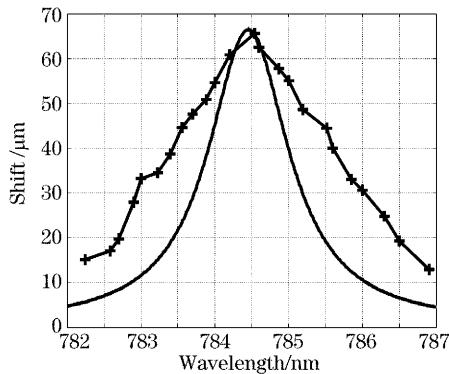


图 5 不同波长实际测试位移曲线(+)与理论曲线比较图
Fig.5 Comparison between the measured shift curve (+) of exiting position and the theoretically simulated one at different wavelengths

4 结 论

利用法布里-珀罗滤光片在峰值波长处具有较大的群延迟的特性,设计并实际测试了基于法布里-珀罗滤光片型薄膜结构的超棱镜效应。不同于在正入射情况下使用一种频域上的滤波器件,讨论了在倾斜入射情况下,薄膜结构具有空间滤波的特性。

测试结果表明:当光束以一定角度倾斜入射到器件时,在发生群延迟最大的峰值波长处,观察到光束的空间色散位移也最大;在峰值波长两侧,空间色散位移值随波长变化的测试曲线和理论计算值也大致吻合,验证了结构中超棱镜效应的存在。相对于传统的光栅和棱镜而言,这种结构的器件有更高的空间角分辨能力和更小的尺寸,可作为密集波分复用系统中的空间解复用器件。

参 考 文 献

- 1 Hideo Kosaka, Takayuki Kawashima, Akihisa Tomita *et al.*. Superprism phenomena in photonic crystal[J]. *Phys. l Rev. (B)*, 1998, **58**(16): 10096~10099
- 2 Eli Yablonovitch. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, **58**(20): 2059~2062
- 3 Yoel Fink, Johua N. Winn, Shanhui Fan *et al.*. A dielectric omnidirectional reflector [J]. *Science*, 1998, **282** (5394): 1679~1682
- 4 Gu Guochang, Li Hongqiang, Chen Hongtao *et al.*. Properties of light propagation in 1-D periodic dielectric structure[J]. *Acta Optica Sinica*, 2000, **20**(6): 728~733 (in Chinese)
- 5 顾国昌,李宏强,陈洪涛等. 一维光子晶体中的光学传输特性[J]. *光学学报*, 2000, **20**(6): 728~733
- 6 Zhu Zhihong, Ye Weimin, Yuan Xiaodong *et al.*. Study of transmission characteristics of 2-D photonic crystals by the finite-difference time-domain method[J]. *Acta Optica Sinica*, 2003, **23**(5): 522~525 (in Chinese)
- 7 朱志宏,叶卫民,袁晓东等. 用时域有限差分法研究二维光子晶体传输特性[J]. *光学学报*, 2003, **23**(5): 522~525
- 8 Song Junfeng, Chang Yuchun, Wang Haisong *et al.*. Transmission characteristic of photonic crystal waveguide[J]. *Chin. J. Lasers*, 2002, **A29**(8): 711~713 (in Chinese)
- 9 宋俊峰,常玉春,王海嵩等. 光子晶体光波导传输特性研究[J]. *中国激光*, 2002, **A29**(8): 711~713
- 10 Liang Weijun, Wang Zhi, Ren Guobin *et al.*. Study on dispersion properties of Bragg fibers[J]. *Chin. J. Lasers*, 2004, **31**(11): 1343~1346 (in Chinese)
- 11 梁伟军,王 智,任国斌等. 布拉格光纤色散特性的研究[J]. *中国激光*, 2004, **31**(11): 1343~1346
- 12 Boris Gralak, Stefan Enoch, Gerard Tayeb. Anomalous refractive properties of photonic crystals[J]. *J. Opt. Soc. Am. (A)*, 2000, **17**(6): 1012~1020
- 13 Dmitry N. Chigrin, Stefan Enoch, Clivia M. Sotomayor Torres *et al.*. Self-guiding in two-dimensional photonic crystals[J]. *Opt. Expr.*, 2003, **11**(10): 1203~1210
- 14 Martina Gerken, David A. B. Miller. Multilayer thin film structures with high spatial dispersion[J]. *Appl. Opt.*, 2003, **42** (7): 1330~1344
- 15 M. Notomi. Theory of light propagation in strongly modulated photonic crystals: Refractionlike behavior in the vicinity of the photonic band gap[J]. *Phys. Rev. (B)*, 2000, **62**(16): 10696~10704
- 16 Macleod H A. *Thin-Film Optical Filters* [M]. Bristol: Adam Hilger Ltd, 1986. 37
- 17 S. Enoch, G. Tayeb, D. Maystre. Numerical evidence of ultrarefractive optics in photonic crystals[J]. *Opt. Commun.*, 1999, **161**(4~6): 171~176