

薄膜法布里-珀罗滤光片中反射 高斯光束分裂现象*

李明宇^{1)†} 刘旭¹⁾ 张锦龙¹⁾ 马欣²⁾ 厉以宇¹⁾ 孙雪铮¹⁾ 顾培夫¹⁾

1) 浙江大学现代光学仪器国家重点实验室, 杭州 310027)

2) 国家纳米科学中心, 北京 100080)

(2006 年 5 月 31 日收到, 2006 年 9 月 13 日收到修改稿)

提出了一种模拟薄膜法布里-珀罗滤光片中反射光束分裂现象的方法, 根据反射率曲线, 简单解释了产生这个现象的原因, 实验上制备了薄膜法布里-珀罗滤光片, 观察和测量了反射光束分裂的现象, 理论计算基本与实验结果符合.

关键词: 薄膜, 法布里-珀罗, 光束分裂

PACC: 7820P, 4270Q, 4280C

1. 引言

近年来光子带隙材料的发现, 促进了人们对光子晶体的研究. 若要全面了解光子晶体的性质, 仅仅了解和利用禁带的特性还是不够的, 有必要同时了解和运用频率落在带隙以外时, 光波在光子晶体中的传播行为^[1-6]. 运用 Notomi 等人引入的等频线概念可以清楚、直观地揭示光子晶体中光的传播方向^[6,7], 解释光子晶体的超折射、负折射以及自准直等现象. 但对于非周期或有限层数薄膜结构, 由于不能求出其色散方程, 也就没有能带结构和等频线的概念, 所以需要有新方法来解释光在这些结构中的传播行为. 薄膜法布里-珀罗(F-P)滤光片是一种具有缺陷的一维薄膜光子晶体结构. 光子晶体的透射率或反射率在禁带与通带的边界上随入射角度变化非常明显, 高斯光束具有一定的角频谱分布, 不同入射角度的光经过薄膜系统之后, 入射角度落在禁带的光会被反射, 落在通带的光会透射, 这会导致反射光中缺少一部分入射角谱分量, 从而出现反射高斯光束发生分裂的现象. 时域有限差分(FDTD)方法理论上可以模拟光束分裂现象, 但是这需要大量的存储空间和计算时间. 本文利用离散傅里叶分解方

法^[8-10]解释了薄膜 F-P 滤光片中出现高斯光束分裂现象的原因, 避免了时域计算的复杂性, 从理论上更清晰准确地说明了分裂现象出现的机理.

2. 离散傅里叶分解方法的理论说明

离散傅里叶分解方法的核心思想是把传输矩阵方法与傅里叶变换相结合. 考虑一个多层膜结构, 如图 1 所示, 介质的分界面在 $z = d_0, d_1, \dots, d_n$, 入射介质在区域 0, 入射平面为 $x-z$ 平面, 在任何区域 ($l = 0, 1, 2, \dots, n$) 内的 Maxwell 方程都可分解为 p 波和 s 波两个分量, 本文只计算 s 波, 即电场只有 y 方向分量的情况.

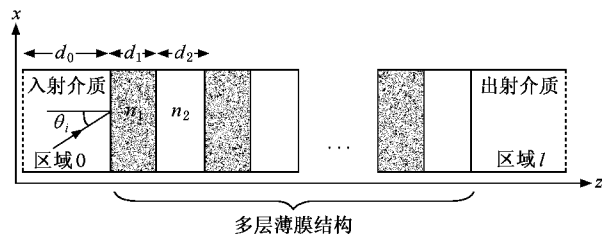


图 1 高斯光束入射到多层薄膜结构

根据上述情况, 入射高斯光束的电场分量可以表示为

$$E_{iy} = \int_{-\infty}^{\infty} dk_x \exp[i(k_x x + k_z z)] \Psi(k_x), \quad (1)$$

* 国家自然科学基金(批准号: 60478038), 国家基础研究基金(973)批准号: 2004CB19803 资助的课题.

† E-mail: limy_opt@hotmail.com

其中

$$\Psi(k_x) = \frac{g}{2\pi^{1/2}} \exp\{-[g^2(k_x - k_{ix})^2/4]\}, \quad (2)$$

这是一个高斯光束,中心在 $x=0, z=0$ 处; $k_i = \hat{x}k_{ix} + \hat{z}k_{iz} = \hat{x}k_0 \sin\theta_i + \hat{z}k_0 \cos\theta_i$ 为高斯光束角频谱的中心方向; θ_i 是中心平面波的入射角; g 为高斯光束宽度参数,表示在束腰平面上强度衰减到最大值的 $1/e$ 时的半径.每个区域的总电场可以写成沿 z 方向传播的平面波和沿 $-z$ 方向传播的平面波叠加形式:

$$E_{ly} = \int_{-\infty}^{\infty} dk_x [A_l \exp(-ik_{lz}z) + B_l \exp(ik_{lz}z)] \exp(ik_x x) \Psi(k_x). \quad (3)$$

把上式代入 Maxwell 方程组,可以求出^[9]

$$H_{lx} = \int_{-\infty}^{\infty} dk_x \frac{k_{lz}}{\omega\mu_l} [A_l \exp(-ik_{lz}z) - B_l \exp(ik_{lz}z)] \exp(ik_x x) \Psi(k_x), \quad (4)$$

$$H_{lz} = \int_{-\infty}^{\infty} dk_x \frac{k_x}{\omega\mu_l} [A_l \exp(-ik_{lz}z) + B_l \exp(ik_{lz}z)] \exp(ik_x x) \Psi(k_x), \quad (5)$$

式中 ϵ_l 和 μ_l 分别表示区域 l 内的介电常数和磁导率; ω 为入射光角频率; A_l 表示所有沿 $-z$ 方向传播

的平面波幅值, B_l 表示所有沿 z 方向传播的平面波幅值.在入射介质中 $B_0 = 1$,在出射介质中 $A_n = 0$,根据边界条件要求 E_{ly} 和 H_{lx} 在每个分界面上连续,通过传输矩阵可以求出 A_l 和 B_l ,从而可以得到此结构中空间任意点电磁波的解.故空间中任意点的波印亭矢量时间平均值可以表示为

$$|\bar{S}_l| = \frac{1}{2} \{ [R(\epsilon_l E_{ly} \cdot H_{lx}^*)] + [R(\epsilon_l E_{ly} \cdot H_{lx}^*)] \}^{1/2}. \quad (6)$$

3. 薄膜 F-P 滤光片中光束分裂现象的模拟

薄膜 F-P 滤光片结构为 Glass/H(LH)(6L)(HL)H/Air,其中 6L 相当于薄膜 F-P 滤光片的腔长,两边的 H(LH) 为反射镜,入射介质为玻璃,其折射率为 1.52;空气作为出射介质.H 表示 TiO_2 薄膜材料,折射率为 2.08,物理厚度为 105 nm; L 表示 SiO_2 薄膜材料,折射率为 1.44,物理厚度为 150 nm;入射角为 30.26° , $g = 100 \mu\text{m}$,入射光波长分别为 747.57 nm 和 745 nm.

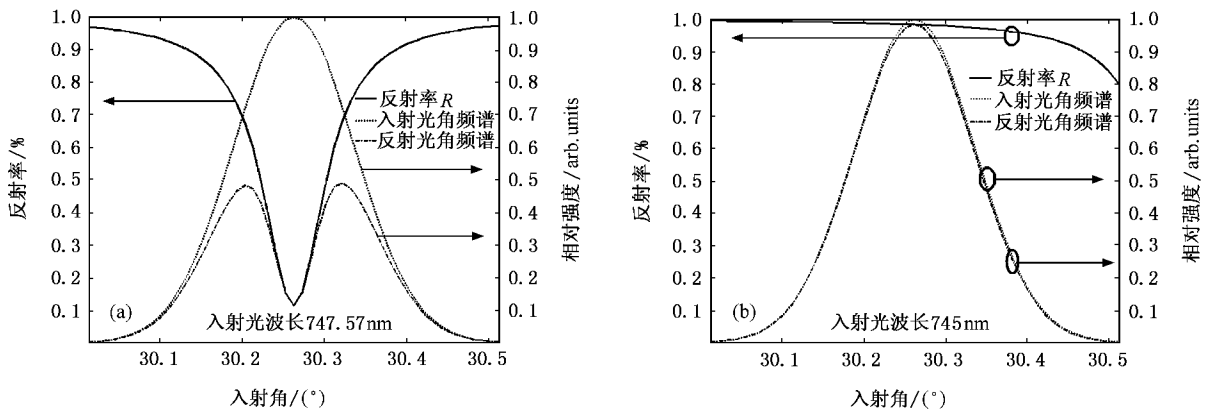


图2 反射率(实线)和入射(虚线)反射(点划线)高斯光强度与入射角度变化的关系曲线

根据薄膜传输矩阵方法可求解出该膜系的反射率与入射角度变化的关系曲线.根据(2)式计算入射高斯光强度与入射角度的关系;用反射率 $|A_0|^2$ 与入射高斯光强度相乘可得到反射光强度与入射角度的关系,计算结果如图2所示.高反射率对应的角度位于光子晶体的禁带,反射率低的角度位于光子晶体中引入缺陷后的通带.从图2可以看出,当入射光波长为 747.57 nm 时,与入射光归一化角频谱(虚线)相比,在反射光角频谱(点划线)中缺少了中心入

射角 30.26° 附近角频谱的光;而入射光波长为 745 nm 时,入射光所有的角频谱分量都在反射带中,因此反射光束中不会缺少任何频谱分量.从(6)式可见,通过离散傅里叶分解方法可以得到计算空间内任意一点的光强.在入射介质内,沿 $-z$ 方向传播的波表示反射波 E_{ry} ,可以写为

$$E_{ry} = \int_{-\infty}^{\infty} A_0 \exp(-ik_{lz}z) \exp(ik_x x) \Psi(k_x) dk_x \quad (7)$$

由(1)式和(7)式,将 z 取在入射面的位置,入射光波

长分别取 747.57 nm 和 745 nm ,则可得到入射光强

和反射光强在入射面的空间分布 ,如图 3 所示.

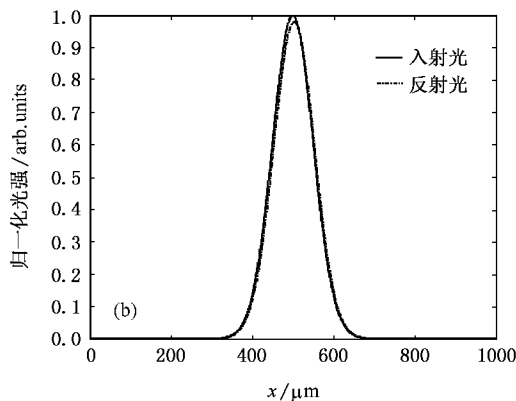
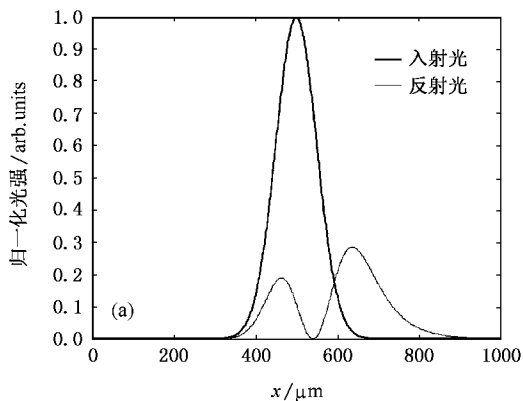


图 3 反射平面内入射、反射光沿 x 方向的分布 (a)入射光波长为 747.57 nm (b)入射光波长为 745 nm

从图 2 和图 3 可明显看出入射光的波长为 747.57 nm 时 ,高斯光束中心角谱能量都处于透射带 ,两边角谱分量处于反射带 ,因此反射率很低 ,反射光分裂为两束 ,出现了高斯光束分裂的现象 ,两个光斑分裂距离约为 173 μm .而入射光波长为 745 nm

时 ,高斯光束大部分角频谱的能量都在禁带中 ,反射率很高 ,反射光没有分裂 .为了清楚地说明这一个现象 ,把 (1) 式和 (7) 式中 z 取值从 0—1000 μm ,就模拟了两种波长的入射光在入射介质中的光强分布如图 4 所示 .

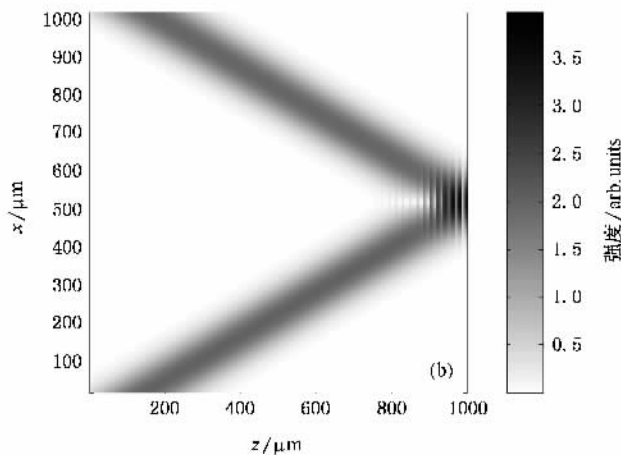
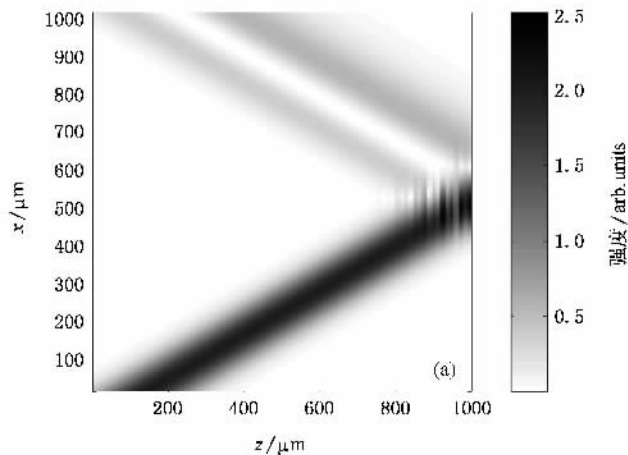


图 4 反射光线在入射介质中的传播 (a)入射光波长为 747.57 nm (b)入射光波长为 745 nm

模拟计算中 ,空间离散量 $\Delta x = \Delta z = 1 \mu\text{m}$,角度离散量 $\Delta\theta = 0.01^\circ$,角度积分范围从 30° — 30.52° .图 4 中可见 ,入射光的波长为 747.57 nm 时 ,反射光强很弱 ,表明入射光频率落在光子晶体通带 ,入射光大部分能量透过膜系 ,反射光束在入射介质内发生分裂 ;当入射光的波长为 745 nm 时 ,反射光很强 ,表明入射光频率落在光子晶体的禁带中 ,入射光大部分能量被反射回入射介质 ,此时没有发生反射光束分裂现象 .通过离散傅里叶分解方法可很直观地模拟光在多层薄膜结构中的传播行为 ,解释光束分裂的现象 .

4. 实验结果与讨论

实验样品采用光学监控薄膜厚度 ,用南光 ZZ700-8/G 型箱式真空镀膜机 ,电子束蒸发制备 .实验条件为 :烘烤温度 300°C ,背景真空度 $3 \times 10^{-3} \text{ Pa}$,氧压 $1.8 \times 10^{-2} \text{ Pa}$, TiO_2 的蒸发速率约为 1.5 \AA/s , SiO_2 的蒸发速率约 4 \AA/s .图 5 为入射角 0° 时制作的样品透射率曲线和理论设计曲线的比较 ,样品用日本岛津公司生产的 UV310I(PC)S 分光光度计进行光谱测试 .

从图 5 可以看出,制备的薄膜 F-P 滤光片在 0° 入射时,滤光片的透射峰在 857.4 nm ,透射率为 65.3% ,相对半宽度为 0.47% ,而理论设计的峰值透射率位置在 864.6 nm ,透射率为 95.0% ,相对半宽度为 0.25% .透射峰值位置略向短波偏移 7.2 nm ,这对实验结果影响不大,可以通过调整入射角将峰值位置移到激光器可调谐的范围.但是相对带宽增大、透射峰值降低这都会使光束分裂的现象减弱.产生这个问题的主要原因是腔两边反射镜的反射率不一致,制备过程中膜厚监控不够精确,特别是间隔层及间隔层附近膜层的误差会显著影响峰值透射率和半宽度.

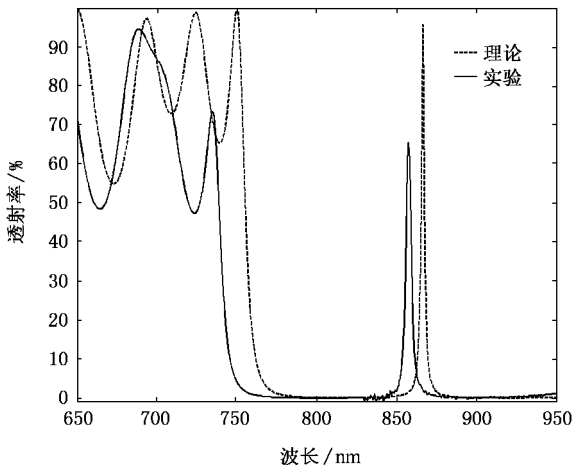


图 5 薄膜 F-P 滤光片理论和实验的透射率曲线

测试光源为美国光谱物理公司的钛宝石可调谐激光器 (Tsunami Model 980),高斯光入射到样品上时为 s 波,将其调谐范围调至 740 nm 至 760 nm 之间落在所需测试的波段.探测器为台湾敏通公司的 $1/3$ 英寸 CCD 面阵 (MTV-03X10HC),总像素为 580×768 ,像元大小为 $7.5\text{ }\mu\text{m}$.实际搭建的测试平台示意

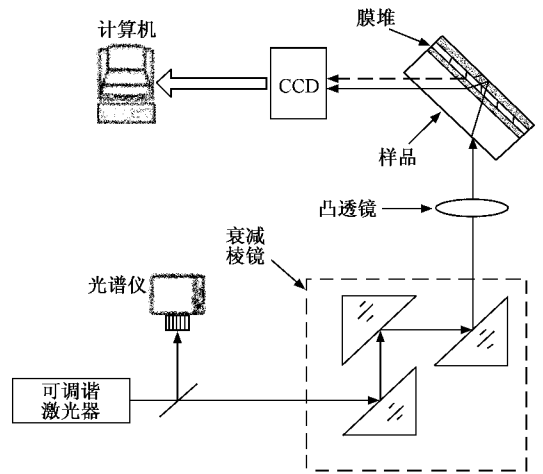


图 6 光束分裂现象测试装置示意图

图如图 6 所示.由于激光器出射的激光很强,若直接入射到样品上会损伤样品,同时 CCD 探测到的信号也会饱和,不能测量高斯光束分裂现象.实验中激光器发出的光源先经过 3 块棱镜反射衰减后,又经过凸透镜对高斯光束会聚,使入射到样品上的高斯光束的束腰半径在 $100\text{ }\mu\text{m}$ 附近,再入射到样品上,经过膜系反射后又经过玻璃基板透射出来,最后用 CCD 接收反射光束.入射光波长分别为 747.57 nm 和 745 nm 时,CCD 接收到的反射光信号如图 7 所示.

从图 7 (a) (b) 中可见反射光斑有两个,左边一个强度较弱的是玻璃前表面反射的光斑,因为玻璃基板的前表面反射率低,而薄膜 F-P 滤光片对于非峰值波长的反射率较高,因此两个光斑强度相对弱一些的是玻璃前表面光斑.又因为激光器不同波长的光输出的强度会不相同,因此改变入射光波长时,被玻璃前表面反射的光斑强度也会发生明暗变化,但这个光斑中心的位置和形状不随波长的变化而改

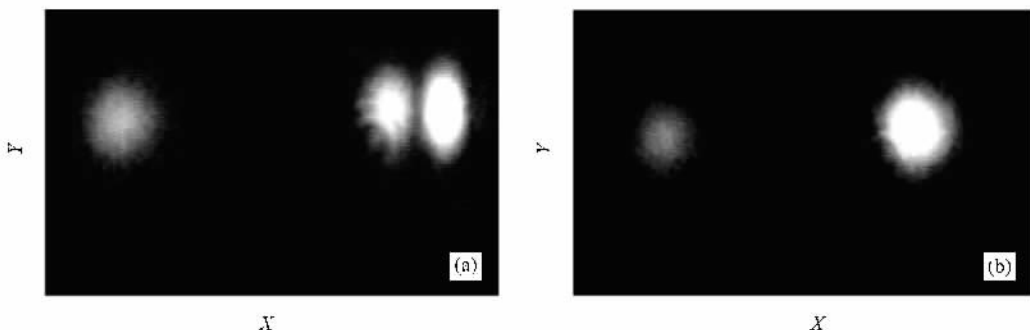


图 7 不同波长时 CCD 探测到的反射光斑图像 (a) 747.57 nm (b) 745 nm

变,而且没有光束分裂现象,图7的两幅图中右边强度大的光斑则是薄膜 F-P 腔的反射光斑,入射光波长变化时,发生反射光斑分裂的现象。

根据 CCD 探测到的光斑信号进行高斯拟合曲线估算高斯光的束腰半径约为 14 个像素,即 $105 \mu\text{m}$,入射光为 747.57 nm 时光斑分裂约为 24 个像素,约 $180 \mu\text{m}$,与计算的结果 $173 \mu\text{m}$ 比较接近。存在差异的主要原因是实验中很难准确控制入射光的角度,CCD 测量精度为像素的大小($7.5 \mu\text{m}$),此外制备膜系的误差也是导致分裂位移理论与实验结果存在差异的原因。

5. 结 论

本文研究了高斯光束在薄膜 F-P 滤光片结构中的传播特性,通过薄膜 F-P 滤光片的反射曲线与高斯光束的角频谱图,解释了反射光斑产生分裂的原因,并采用离散傅里叶分解方法模拟了薄膜 F-P 滤光片分裂的现象,计算了两个分裂反射光斑之间的距离。实验上制备了薄膜 F-P 滤光片,观测了反射光束的分裂现象,并测量了分裂距离,理论计算结果与实验结果基本相符合。

- [1] Dowling J P , Bowden C M 1994 *J. Mod. Opt.* **41** 345
- [2] Enoch S , Tayeb G , Maystre D 1999 *Opt. Commun.* **161** 171
- [3] Kosaka H , Kawashima T , Tomita A , Notomi M , Tamamura T , Sato T , Kawakami S 1998 *Phys. Rev. B* **58** R10096
- [4] Felbacq D , Guizal B , Zolla F 2000 *Journal of Optics A : Pure and Applied Optics* **2** L30
- [5] Feng S , Feng Z F , Ren K , Li Z Y , Cheng B Y , Zhang D Z 2006 *Chinese Physics* **15** 552
- [6] Li Y Y , Gu P F , Li M Y , Zhang J L , Liu X 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 2596 (in Chinese) [厉以宇、顾培夫、李明宇、张锦龙、刘旭 2006 物理学报 **55** 2596]
- [7] Notomi M 2000 *Phys. Rev. B* **62** 10696
- [8] Kong J A , Wu B L , Zhang Y 2002 *Microwave and Optical Technology Letters* **33** 136
- [9] Kong J A , Wu B L , Zhang Y 2002 *Applied Physics Letters* **80** 2084
- [10] Chen L , He S L , Shen L F 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 2386 (in Chinese) [陈 龙、何赛灵、沈林放 2003 物理学报 **52** 2386]

Reflected Gaussian beam splitting phenomenon in the thin-film Fabry-Perot filter^{*}

Li Ming-Yu¹† Liu Xu¹) Zhang Jin-Long¹) Ma Xin²) Li Yi-Yu¹) Sun Xue-Zheng¹) Gu Pei-Fu¹)

1 \checkmark State Key Laboratory of Modern Optical Instrumentation , Zhejiang University , Hangzhou 310027 , China)

2 \checkmark National Center for Nanoscience and Technology , Beijing 100080 , China)

(Received 31 May 2006 ; revised manuscript received 13 September 2006)

Abstract

A numerical method to simulate the splitting of the reflected Gaussian beam in the thin-film Fabry-Perot filter is described. The splitting can be simply explained by studying the reflection curve. The thin-film Fabry-Perot filter has been fabricated by coating TiO_2 and SiO_2 on glass. The reflected beam splitting phenomenon is observed and measured in practice. The theoretical result is in accord with the experimental result.

Keywords : thin-film , Fabry-Perot filter , beam splitting

PACC : 7820P , 4270Q , 4280C

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60478038) and the National Basic Research Program (973) of China (Grant No. 2004CB19803).

[†] E-mail : limy_opt@hotmail.com