

对称双缺陷光子晶体的可调谐滤波特性分析*

陈卫东¹⁾ 董昕宇¹⁾ 陈颖^{2)†} 朱奇光¹⁾ 王宁¹⁾

1)(燕山大学信息科学与工程学院, 河北省特种光纤与光纤传感器重点实验室, 秦皇岛 066004)

2)(燕山大学电气工程学院, 测试计量技术与仪器河北省重点实验室, 秦皇岛 066004)

(2014年1月9日收到; 2014年4月17日收到修改稿)

基于光子晶体的光子局域特性, 并利用光子晶体的介观压光效应, 提出了一种新型的双通道可调滤波器结构. 采用传输矩阵法对该滤波器的光学传输特性进行了理论推导, 建立了透射谱与光子晶体结构参数的关系, 讨论了介观压光效应对双缺陷光子晶体透射谱的影响, 并对所设计的光子晶体结构进行了数值模拟. 结果表明: 随着入射角度的增大, 缺陷峰发生蓝移. 随着各介质层折射率或几何厚度的增加, 缺陷峰发生红移. 当光子晶体发生轴向拉伸应变时, 缺陷峰的位置向长波长移动, 但缺陷峰的峰值大体不变, 从而验证了此滤波器的可调谐性. 该光子晶体滤波器结构紧凑, 可调谐性好, 为光子晶体激光器及传感器的设计提供了一定的理论参考.

关键词: 光子晶体, 介观压光效应, 传输矩阵法, 透射谱

PACS: 42.55.Tv, 78.66.-w, 02.10.Yn, 78.40.-q

DOI: 10.7498/aps.63.154207

1 引言

光子晶体的完整概念是1987年Yablonovitch^[1]和John^[2]分别独立地提出的, 他们都认为介电常数周期性变化的结构能够影响材料中光子的状态模式, 并由此设计出能够影响光子性质的材料. 光子晶体是一种由不同折射率介质周期排列而构成的人工材料. 光子晶体最主要的特征就是光子带隙和光子局域, 采用不同材料和结构所构成的光子晶体可以得到不同的带隙分布, 含缺陷的一维光子晶体在传感器、滤波器、光开关、激光器等的制作上有重要应用^[3-7].

目前有关一维缺陷光子晶体光学特性的研究比较多, 并已将其光学特性应用于实践, 制造了许多光学器件, 关宝璐等^[8]制备出了一种新的具有双波长光谱输出特性的垂直腔面发射激光器, 周鹏等^[9]讨论了金属插层对一维光子晶体中光传输特性的影响, Bui Thanh Tung等^[10]研究了纵向应力

对光子晶体腔的影响. 但对于对称双缺陷光子晶体光子带隙的研究, 尤其是对动态可调谐型双缺陷光子晶体的光学特性的研究还比较少. 本文利用传输矩阵法并结合Rsoft软件模拟, 推导了双缺陷一维光子晶体缺陷模的中心波长与入射角度、各介质层折射率以及各介质层厚度的关系, 研究了对称双缺陷光子晶体的传输特性. 重点讨论了介观压光效应对双透射峰的影响, 分析了光通过这种一维光子晶体后的透射光谱, 得到了两个透射峰位置同外加应力所产生的厚度形变之间的关系, 为双缺陷一维光子晶体滤波器的实际设计和应用提供参考.

2 结构模型

光子晶体的许多应用都是基于缺陷态特性, 如抑制自发辐射, 非线性增强的高次谐波产生, 耦合腔波导等等. 当在光子晶体中引入多个缺陷层时, 其透射谱特性肯定要遵从新的变化规律. 理论研究

* 国家自然科学基金(批准号: 61201112, 61172044)、河北省自然科学基金(批准号: F2013203250, F2012203169)和中国博士后科学基金(批准号: 2012M510765)资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: chenying@ysu.edu.cn

表明, 当缺陷层介质的折射率在一定范围内时, 光子晶体的光子禁带中出现的缺陷峰个数与缺陷层的个数相同. 当两缺陷层间隔光学厚度改变时, 所产生的带隙结构有明显的不同: 间隔的光学厚度逐渐变小时, 两缺陷层间的相互作用越来越强, 产生的缺陷模波函数的交迭程度变得越来越严重, 最终导致了原来缺陷模式的分裂^[11-14].

通过向周期性结构的光子晶体中加入对称双缺陷层的方法, 可用来构造一维光子晶体可调谐滤波结构. 在周期性结构中, 将间隔光学厚度较小的对称位置运用替换式掺杂的方法加入两层缺陷, 即将对称位置的低折射率介质层替换为缺陷层, 以此来构造形如 $(AB)^m C(ABA)C(BA)^m$ 的准周期结构. 如图 1 所示, 周期介质层 A, B 的折射率分别为 n_a, n_b , 周期为 $d = d_a + d_b$, 光学厚度为 $n_a d_a = n_b d_b = \lambda_0/4$, λ_0 为中心波长. 两缺陷层 C 的折射率都为 n_c , 物理厚度为 $d_c = d_a$. 设一束光从左向右以一定角度 θ_i 入射到该准周期性结构中, 以角度 θ_t 从光子晶体中射出.

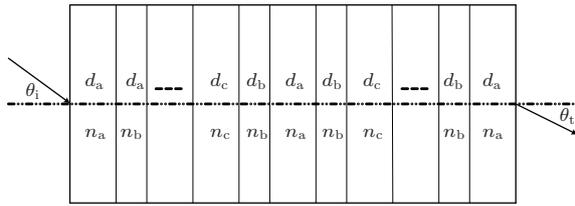


图 1 一维对称双缺陷光子晶体结构

如图 1 所示, 光在一维光子晶体中从左到右进行传播. 根据薄膜光学理论, 电磁波在周期层状介质中的传输特性可用一个 2×2 的特征矩阵表示. 本文采用传输矩阵法, 对于在 TE 波情况下的周期介质层 A, B 分别有

$$T_a = \begin{pmatrix} \cos \delta_a & -\frac{i}{\eta_a} \sin \delta_a \\ -i\eta_a \sin \delta_a & \cos \delta_a \end{pmatrix}, \quad (1)$$

$$T_b = \begin{pmatrix} \cos \delta_b & -\frac{i}{\eta_b} \sin \delta_b \\ -i\eta_b \sin \delta_b & \cos \delta_b \end{pmatrix}, \quad (2)$$

其中 $\delta_K = \frac{2\pi}{\lambda} n_K d_K \cos \theta_K$, $\eta_K = n_K \cos \theta_K$, 而 $n_K (n_K = \sqrt{\epsilon_K \mu_K})$, d_K , θ_K , λ 分别为介质层 $K (K = a, b)$ 的折射率、厚度、入射角和入射光的波长.

利用 Maxwell 方程及相应的边界条件来描述

光在光子晶体中的传播特性. 对于缺陷层 C 可以用以下特征矩阵来表示:

$$T_c = \begin{pmatrix} \cos \delta_c & -\frac{i}{\eta_c} \sin \delta_c \\ -i\eta_c \sin \delta_c & \cos \delta_c \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \frac{2\pi}{\lambda} n_c d_c \theta_c & -\frac{i}{\eta_c} \sin \frac{2\pi}{\lambda} n_c d_c \theta_c \\ -i\eta_c \sin \frac{2\pi}{\lambda} n_c d_c \theta_c & \cos \frac{2\pi}{\lambda} n_c d_c \theta_c \end{pmatrix}. \quad (3)$$

分别逐层应用 (1), (2), (3) 式, 就可以得到图 1 所示的整个光子晶体的传输矩阵

$$T = \left(\prod_{j=1}^m T_a T_b \right) T_c (T_b T_a T_b) \times T_c \left(\prod_{j=1}^m T_a T_b \right). \quad (4)$$

若 $T = \begin{bmatrix} t_{11} & t_{12} \\ t_{21} & t_{22} \end{bmatrix}$, 则处于折射率为 n_0 的空气中

中的一维光子晶体对光波的透射系数为

$$\tau = \frac{2\eta_i}{\eta_i t_{11} + \eta_i \eta_o t_{12} + t_{21} + \eta_o t_{22}}, \quad (5)$$

式中 η_i, η_o 为光子晶体两外侧介质的导纳.

由 (1) 至 (5) 式即可讨论电磁波在周期性层状介质中的透射性质, τ 与光子晶体的折射率及周期厚度、光的入射角及入射波长等因素有关, 并且光子带隙及缺陷模的情形从透射谱中可直接观察.

若对光子晶体两侧施加轴向应力, 则介质层的厚度 d_K 和折射率 n_K 都会发生相应的变化, 呈现双折射性质, 这种有内应力的透明介质中 o 光和 e 光折射率不相等, 它与应力分布有关, 这种现象即为介观压光效应^[15]. 这些量在晶体学中是用张量表示的, 计算起来相当复杂, 为此我们引入有效弹光系数和等效应变的概念来简化计算, 同时又能保持其准确的物理意义^[15,16]. 当施加轴向应力所产生的应变为 ϵ 时, 各介质层折射率变化为

$$\Delta n/n_0 = P * \epsilon. \quad (6)$$

因此, 介质层材料的厚度与应变的关系式为

$$d'_n = (1 - \epsilon) d_0, \quad (7)$$

式中, Δn 为折射率的变化量, n_0 为原折射率, P 为有效弹光系数, d_0 为原厚度. 将 (7) 式代入到 (1), (2), (3) 式中, 就可以得到在轴向应力下不同介质

层厚度的传输矩阵, 然后再代入(4)式, 就能得到在轴向应力下整个光子晶体的传输矩阵, 继而得出应变对缺陷模透射率影响的规律.

不考虑材料的吸收和色散, 由(6)式和(7)式可知, 当外加应力所产生的应变发生改变时, 各介质层折射率和厚度的大小也相应的发生变化, 进而导致光子晶体缺陷模产生漂移, 从而影响晶体的传输特性. 但由于应变 ε 本身就比较小, 数量级在 10^{-2} — 10^{-3} 左右, 甚至更小, 并且有效弹光系数 P 的数量级约为 10^{-2} . 故应力对折射率的影响比较小, 可忽略, 在此只考虑应力对厚度的影响.

3 数值模拟与结果分析

设所有的介质材料均是非磁性的, 并假设整个一维光子晶体处于空气中, 即 $\mu_K = \mu_o = 1$, $\eta_i = \eta_o$. 研究表明: 当周期数增多时, 禁带宽度和位置几乎不变, 因此在计算中取 $m = 4$, 即一维光子晶体共13层介质. 周期介质材料A, B的折射率分别为 $n_a = 1.48$, $n_b = 3.42$, 几何厚度分别取为 $d_a = 84$ nm, $d_b = 36$ nm. 两介质层的光学厚度取中心波长的四分之一, 即 $n_a d_a = n_b d_b = \lambda_0/4$, $\lambda_0 = 500$ nm为中心波长. 缺陷层材料C取折射率 $n_c = 2.9$, 几何厚度为 $d_c = d_a$. 通过以上讨论和分析, 在此以TE波为例, 利用Rsoft软件对所设计的光子晶体结构进行数值模拟.

图2为掺入单缺陷和对称双缺陷时的一维光子晶体透射谱. 从图2(a)中可见, 当光子晶体掺入单缺陷时, 透射谱在380—700 nm之间出现一半高全宽(FWHM)约为0.23 nm的超窄缺陷峰, 这表明在此情况下, 该缺陷模所对应波长的光可以透过光子晶体; 由图2(b)可以看出, 当光子晶体掺入双缺陷后, 原来的缺陷模式分裂为两个尖锐的透射峰, 半高全宽分别为0.67 nm, 0.47 nm, 且两峰的透射率近似为1, 故选择双缺陷光子晶体作为研究对象.

由传输矩阵法可知, 因图2(b)中的各缺陷峰的透射率近似为1, 故对于缺陷峰处所对应的波长, 上述光子晶体总的传输矩阵可近似为单位矩阵. 因此由A, B所组成的单元传输矩阵以及两缺陷层所对应的传输矩阵都近似为单位矩阵. 当光以一定角度入射到光子晶体时, 满足如下条件的矩阵 T_K 是单位阵:

$$\frac{2\pi}{\lambda} n_K d_K \cos \theta_K = q\pi \quad (q \text{取自然数}). \quad (8)$$

显然, 在 q 一定的条件下, θ_K 和 λ 成反比, n_K 和 d_K 与 λ 成正比. 以下将从入射光角度、介质层的折射率和厚度对透射谱的影响方面进行讨论, 从而通过介观压光效应来实现可调谐滤波.

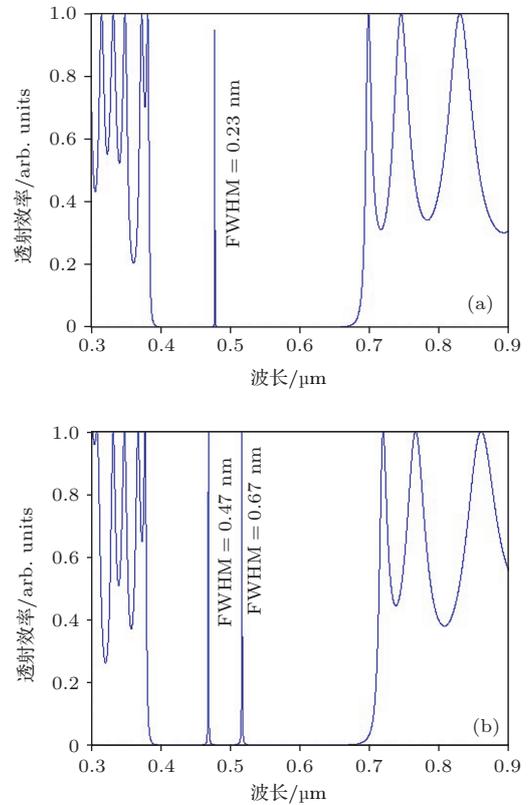


图2 单缺陷(a)、对称双缺陷(b)一维光子晶体透射谱

当光的入射角度由 0° 变到 60° 时, 透射谱将产生明显的变化. 如图3所示, 两缺陷峰随着角度的增大而在 0.43 — 0.53 μm 之间发生蓝移, 但缺陷峰峰值逐渐降低. 为了保证缺陷峰峰值的稳定性, 不宜采用入射角度作为滤波器的调控因子.

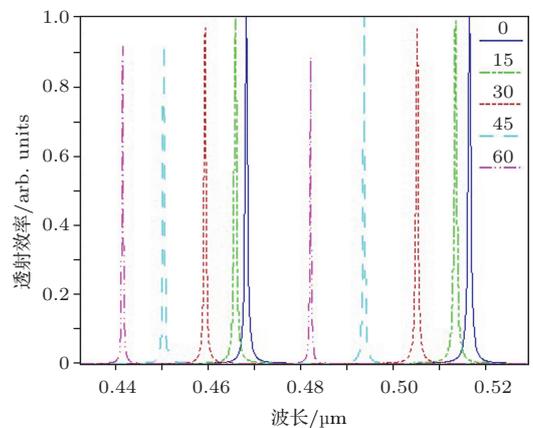


图3 (网刊彩色) 入射光角度对透射谱的影响

随着介质层折射率的增加,透射谱会发生明显的漂移.由图4可见,当各介质层的折射率以公差0.02依次增加时,两缺陷峰随着折射率的增大而向长波长移动,且缺陷峰峰值大体不变.但利用介观压光效应改变介质层折射率时,折射率的变化值非常小,故以介质层折射率作为可调参数的滤波器灵敏度不高.

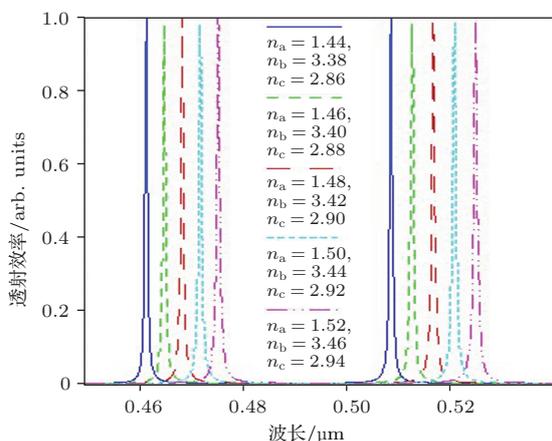


图4 (网刊彩色) 介质层折射率对透射谱的影响

缺陷峰的位置会随介质层折射率的变化而发生改变.从图5中可以发现,当介质A、C和介质B的厚度分别由76 nm变到84 nm,由28 nm变到36 nm时,两缺陷峰的位置总是随着介质层厚度的增大而发生红移,且缺陷峰峰值和半高全宽基本未发生变化,但该结构的灵敏度很高,适用于可调谐滤波器的设计.

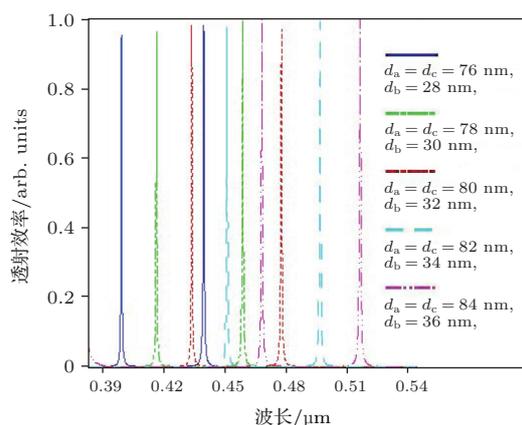


图5 (网刊彩色) 介质层厚度对透射谱的影响

比较图4和图5可知,厚度调制滤波器的灵敏度要高于折射率调制的滤波器.为了保证滤波器的灵敏度,通过改变介质层厚度来实现可调谐

滤波是比较可行的方法.通过以上分析计算可知,由A、B两种光子晶体交替生长构成并加入缺陷介质层C的一维对称双缺陷结构的光子晶体 $(AB)^4C(ABA)C(BA)^4$ 能形成比较稳定的光子禁带和缺陷峰,但缺陷峰位置受各介质层厚度的影响较大.因此,若我们采用对光子晶体结构施加轴向应力的方法来对介质层厚度进行调控,就比较容易制成具有固定带宽的可调谐双通道窄带滤波器.

4 结论

利用传输矩阵法研究了对称双缺陷结构一维光子晶体的带隙结构和光学传输特性,分析了光通过这种一维光子晶体后的透射光谱,展现了两透射峰同入射角、缺陷层的折射率及厚度的关系,讨论了当该光子晶体外加轴向应力时缺陷峰的变化规律.结果表明:在一维周期光子晶体中对称掺杂缺陷层使其出现了光子局域态,具有 $(AB)^4C(ABA)C(BA)^4$ 结构的光子晶体在380—700 nm宽频率范围内形成了两个极窄缺陷峰.缺陷峰对入射角度、各介质层折射率和厚度的变化都很敏感,随着入射角度的增大,缺陷峰向短波长方向移动.随着介质层折射率和厚度的增加,缺陷峰向长波长方向移动.在忽略介质层材料吸收和色散效应的情况下,当光子晶体在发生轴向拉伸应变时,缺陷峰发生红移,且缺陷峰的峰值大体不变.这种结构简单且具有良好的透射峰的光子晶体结构为实现可调谐双通道窄带滤波提供了方向和理论基础.

参考文献

- [1] Yablonovitch E 1987 *Phys. Rev.* **58** 2059
- [2] John S 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2486
- [3] Vipin Kumar, Suthar B, Arun Kumar, Singh Kh S, Bhargava A 2014 *Silicon* **6** 73
- [4] Liu Q N 2013 *Chinese Journal of Lasers* **40** 0806001 (in Chinese) [刘启能 2013 中国激光 **40** 0806001]
- [5] Fan C Z, Wang J Q, He J N, Ding P, Liang E J 2013 *Chin. Phys. B* **22** 074211
- [6] Liu Y H, Dong L J, Liu L X, Shi Y L 2013 *Acta Opt. Sin.* **33** 0823001 (in Chinese) [刘艳红, 董丽娟, 刘丽想, 石云龙 2013 光学学报 **33** 0823001]
- [7] Wu J J, Gao J X 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 124102 (in Chinese) [武继江, 高金霞 2013 物理学报 **62** 124102]
- [8] Guan B L, Guo X, Zhang J L, Ren X J, Guo S, Li S, Chuai D X, Shen G D 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 014209

- (in Chinese) [关宝璐, 郭霞, 张敬兰, 任秀娟, 郭帅, 李硕, 揣东旭, 沈光地 2011 物理学报 **60** 014209]
- [9] Zhou P, You H Y, Wang S Y, Li H Y, Yang Y M, Chen L Y 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 2276 (in Chinese) [周鹏, 游海洋, 王松有, 李合印, 杨月梅, 陈良尧 2002 物理学报 **51** 2276]
- [10] Bui Thanh Tung, Dzung Viet Dao, Taro Ikeda, Yoshiaki Kanamori, Kazuhiro Hane, Susumu Sugiyama 2011 *Procedia Engineering* **25** 1357
- [11] Fang Y T, Shen T G, Tan X L 2004 *Acta Opt. Sin.* **24** 1557 (in Chinese) [方云团, 沈廷根, 谭锡林 2004 光学学报 **24** 1557]
- [12] Lu X K, Guo M T, Su J P, Gong Q X, Wu J K, Liu J L, Chen M, Ma F Y 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 084208 (in Chinese) [卢小可, 郭茂田, 苏建坡, 弓巧侠, 武进科, 刘建立, 陈明, 马凤英 2013 物理学报 **62** 084208]
- [13] Fan W L, Dong L F 2013 *Chin. Phys. B* **22** 014213
- [14] Zhang H Y, Gao Y, Zhang Y P, Wang S F 2011 *Chin. Phys. B* **20** 094101
- [15] Li Q L, Wen T D, Xu L P, Wang Z B 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 184212 (in Chinese) [李乾利, 温廷敦, 许丽萍, 王志斌 2013 物理学报 **62** 184212]
- [16] Privorotskaya N L, Choi C J, Cunningham B T, King W P 2010 *Sensors and Actuators A* **161** 66

Analysis of the tunable filtering properties of a photonic crystal with symmetric dual defects*

Chen Wei-Dong¹⁾ Dong Xin-Yu¹⁾ Chen Ying^{2)†} Zhu Qi-Guang¹⁾ Wang Ning¹⁾

1) (Key Laboratory for Special Fiber and Fiber Sensor of Hebei Province, School of Information Science and Engineering, Yanshan University, Qinhuangdao 066004, China)

2) (Key Laboratory of Test/Masurement Technology and Instrument of Hebei Province, School of Electrical Engineering, Yanshan University, Qinhuangdao 066004, China)

(Received 9 January 2014; revised manuscript received 17 April 2014)

Abstract

A dual channel tunable filter structure has been proposed based on the local characteristic of photonic crystals and the mesoscopic calender effect of photonic crystals. The optical transmission characteristics of the filter have been derived theoretically using the transfer matrix method, and the relationship between the transmission spectrum and structural parameters of photonic crystals has been established. Problems how the mesoscopic calender effect influences the transmission spectrum of photonic crystals with dual defects have been discussed and the structure of photonic crystals has been numerically simulated. The emulational results show that defect modes have a blue shift with the increase of the incident angle, while they have a red shift with the increase of dielectric layers' refractive index or geometrical thickness. When in photonic crystals occurs axial stretched strain, the locations of defect modes will move towards long wavelength side, but the values of defect peaks keep constant generally. Thereby, the filter's tunable property has been verified. This photonic crystal filter with good tunability has a compact structure, which may provide a certain theoretical reference for the design of photonic crystal lasers and sensors.

Keywords: photonic crystal, mesoscopic calender effect, transfer matrix method, transmission spectrum

PACS: 42.55.Tv, 78.66.-w, 02.10.Yn, 78.40.-q

DOI: 10.7498/aps.63.154207

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61201112, 61172044), the Natural Science Foundation of Hebei Province, China(Grant Nos. F2013203250, F2012203169), and the China Postdoctoral Science Foundation (Grant No. 2012M510765).

† Corresponding author. E-mail: chenying@ysu.edu.cn