

基于声光效应的一维光子晶体可调谐滤波器

吴 皓 徐 飞 陆 延 青

(南京大学固体微结构国家重点实验室, 江苏 南京 210093)

摘要 提出了一种用声波调制一维光子晶体中光传输特性的方法。利用传输矩阵方式计算了有声波微扰情况下的光纤布拉格光栅(FBG)的光谱特性,证明了通过改变声波波长和振幅,可以精确调节反射伴峰的波长和振幅。计算还显示,在一段 10 cm 的光纤布拉格光栅上实现了 30 ps 的群时延调节。这一方法可以在新型光子晶体滤波器件上得到应用。

关键词 光学器件;声波调制;传输矩阵;光子晶体

中图分类号 TN256 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL201239.s105010

Tunable Photonic Crystal Filter Based on Acousto-Optic Interaction

Wu Hao Xu Fei Lu Yanqing

(National Laboratory of Solid State Microstructures, Nanjing University, Nanjing, Jiangsu, 210093, China)

Abstract A way is proposed to modulate light propagation in one dimension photonic crystal with acoustic wave. The transfer matrix method is induced to calculate the reflective spectrum and acousto-optic interaction in a fiber Bragg grating (FBG). It is approved that sideband wavelength and reflectivity can be fine adjusted by changing the acoustic wave. The result shows a 30 ps group delay is achieved on a 10 cm FBG. This method can be applied to novel devices of photonic crystal such as tunable filters.

Key words optical devices; acoustic modulation; transfer matrix; photonic crystal

OCIS codes 060.3735; 160.5298; 230.1040; 230.5298

1 引 言

光子晶体是介电常数呈周期分布的人工微结构材料,周期通常为波长量级。与以半导体超晶格为代表的电子带隙材料相比,光子晶体材料对电磁波也有类似的禁带存在,波长落在特定光子禁带中的光在光子晶体中无法传播^[1,2]。由于具有特殊的光带隙性能,光子晶体在光通信和光子器件领域具有广阔的应用前景^[3~8]。

光子晶体在制备完成后,其带隙特性往往是确定的。为了实现其光学传输特性的可调谐性,早期曾有工作利用机械方式、介电可或缺陷层、外部激励改变介电材料的空间结构等方法,比如利用电场,磁场,压力或者光场作为外部激励^[9~12]。

本文提出了利用声光效应调制一维光子晶体的滤波特性的方法。在一维光子晶体中导入纵波超声波,声波将造成介质折射率和结构变化,从而改变介质的光学传输特性。利用传输矩阵方法证明了通过改变外加声场的强度和波长,可以实现对一段光纤布拉格光栅(FBG)反射谱的强度和频率的精确调节。此外,此项声控技术还能够在伴峰处实现高精度的群时延的连续可调(皮秒量级)。这一特性在光延迟技术上具有潜在的应用价值。光纤相位延迟线技术近年来引起了众多关注,其特点是灵活易操作,抗电磁干扰能力强,并且易于与通信系统集成。相比于众多传统的光纤光延迟线技术,利用声光效应调制的光学延迟线不需要可调谐激光器,并且具有

收稿日期: 2011-12-31; **收到修改稿日期**: 2012-03-01

基金项目: 国家 973 计划(2011CBA00200)资助课题。

作者简介: 吴 皓(1985—),男,博士研究生,主要从事光电器件方面的研究。E-mail: eurodance@126.com

导师简介: 陆延青(1972—),男,博士,教授,主要从事液晶与微纳光学方面的研究。E-mail: yqlu@nju.edu.cn

(通信联系人)

极快速的响应速度,这一技术可广泛应用于相控阵雷达、全光信号处理以及电子对抗等领域^[13~15]。

2 理论模型

考虑由两种介电常数(ϵ_a, ϵ_b)交替排列组成的一维光子晶体,其厚度分别为 a 和 b 。如果光波垂直入射,并假定第一层介质为 a ,根据麦克斯韦方程组和介质边界条件可得 TE 模的传输特性并以矩阵形式表达^[16]:

$$\begin{bmatrix} E_1 \\ H_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \delta_a & -\frac{i}{\eta_a} \sin \delta_a \\ -i\eta_a \sin \delta_a & \cos \delta_a \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{11} \\ H_{11} \end{bmatrix}, \quad (1)$$

式中 $\delta_a = -\frac{\omega}{c} n_a a, \eta_a = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon_a}{\mu_0}}$ 。

考虑到多层介质的情况,令

$$\mathbf{M}_j = \begin{bmatrix} \cos \delta_j & -\frac{i}{\eta_j} \sin \delta_j \\ -i\eta_j \sin \delta_j & \cos \delta_j \end{bmatrix}. \quad (2)$$

对每一层都运用(1)式,可得

$$\begin{bmatrix} E_1 \\ H_1 \end{bmatrix} = \mathbf{M}_1 \mathbf{M}_2 \mathbf{M}_3 \cdots \mathbf{M}_N \begin{bmatrix} E_{N+1} \\ H_{N+1} \end{bmatrix} = \mathbf{M}_a \mathbf{M}_b \mathbf{M}_a \cdots \mathbf{M}_b \begin{bmatrix} E_{N+1} \\ H_{N+1} \end{bmatrix} = \mathbf{M} \begin{bmatrix} E_{N+1} \\ H_{N+1} \end{bmatrix}, \quad (3)$$

式中 $\mathbf{M} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}$, 是该结构的特征矩阵。将第一个和最后一个界面的电磁场分量代入(3)式可以得到该结构的振幅透射系数 t 和反射系数 r , 即

$$\begin{cases} r = \frac{A\eta_0 + B\eta_0\eta_{N+1} - C - D\eta_{N+1}}{A\eta_0 + B\eta_0\eta_{N+1} + C + D\eta_{N+1}}, \\ t = \frac{2\eta_0}{A\eta_0 + B\eta_0\eta_{N+1} + C + D\eta_{N+1}}. \end{cases} \quad (4)$$

以上是用传输矩阵分析一维光子晶体光谱情况的方法。当介质中有声波传播时,由于弹光效应的存在,介质的折射率会随之产生周期性的变化。考虑各向同性介质中声波(纵波)沿 z 方向传播,频率为 Ω ,质点的位移为

$$u(z, t) = A \cos(\Omega t - Kz), \quad (5)$$

式中 A 为振幅, K 为声波波矢量的值。声波在介质中产生了沿 z 方向的周期应变场: $S_3 = \frac{\partial u}{\partial z} = KA \sin(\Omega t - Kz) = S \sin(\Omega t - Kz)$ 。

以光纤材料为例,若光的入射方向与光栅垂直(即为 z 方向)且光束为 TE 波,那么根据描述材料中光弹性效应使机械应变与光的折射率发生耦合的

式子 $\Delta n_{ij} = \Delta \left(\frac{1}{n^2} \right)_{ij} = p_{ij} k_k S_k$ 可知,该声波引起折射率的变化为

$$n_x = n_y = n - \frac{1}{2} n^3 p_{12} S \sin(\Omega t - Kz). \quad (6)$$

可以看到主折射率是时间和空间的周期函数。由于声波是行波,介质相当于体光栅,空间周期 $\Lambda = \frac{2\pi}{K}$, 为声波波长,以速度 $V = \Omega/K$ 向 z 方向匀速前进^[15]。

考虑到一维光子晶体的情况,声波作为纵向弹性波,会在其传播方向上造成共粒子位移,因此在某一个特定时刻,介质的厚度也将不再是 a, b 的交替排列,而将在原有的基础上加入一个周期性微扰,这个微扰可以由(5)式描述。与此同时,引入声波后在 z 方向上折射率也将不再是 $n_a n_b$ 的交替排列,而是在此基础上加入了可以用(6)式描述的一个周期性微扰。这两个微扰都是时间和空间的函数。如果声波是行波,则周期性微扰也是以声速运动的行波。但是声速比光速小若干个数量级,所以可以认为声波引起的周期性微扰基本上是静态的,于是仍然可以认为此时的介质是一个周期性介质。这样,传输矩阵中的参数 δ_a, δ_b, a, b 都将得到修正^[17]。

3 计算结果及讨论

用 Matlab 软件编程设计一个 FBG。FBG 可以视为弱调制的一维光子晶体,可以用传输矩阵分析讨论光波在其中的传输特性。

采用常见的 FBG 参数,其 n_a 和 n_b 分别为 1.447 和 1.448,中心波长设为 $\lambda_B = 1550$ nm。长度为 40000 层,相当于 10.7 cm。

正常情况下,该段光栅相当于一个窄带滤波器。

根据 $\frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \frac{\Delta n}{n}$ 可得到一个反射带宽大约为 0.5 nm 的反射光谱。现在引入声波,假设声波沿着光子晶体轴向传输,其频率为 16 MHz,振幅为 20 nm。如前文所述,声波不仅会使折射率得到新的调制,还使光子晶体的周期性结构发生改变。考虑这些,并利用传输矩阵方法编程计算可得到此时的反射光谱。

如图 1 中实线所示,在布拉格波长两侧出现了 2 个伴峰。这是声光相互作用造成的反射率增强。从粒子图像来考虑,当波长小于布拉格波长时,光子吸收一个声子从而满足布拉格衍射条件,相应的,当波长大于布拉格波长时,光子释放一个声子以满足相位匹配,因此可以看到这两个伴峰位置相对中心

波长呈对称分布。同时,在这两个波长位置附近,反射率和布拉格波长的反射率并不相同。

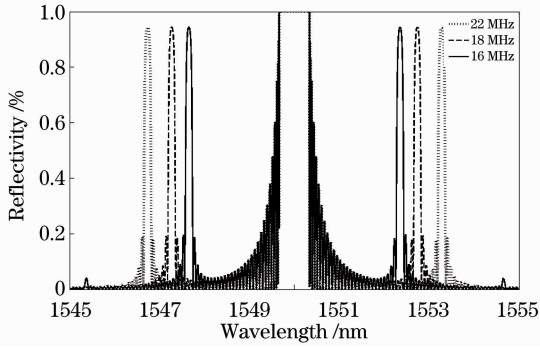


图 1 有不同频率声波存在时 FBG 的反射谱

Fig. 1 Reflective spectra of a FBG when acoustic wave with different frequencies is induced

3.1 声波频率对伴峰的影响

伴峰的出现是因为声光相互作用,声子提供光子动量从而满足布拉格衍射条件造成的,可以用如下模型描述:

1) 频率为 ω 的光子与频率为 Ω 的声子湮没,产生频率为 ω' 的光子,且满足能量守恒和动量守恒, $h\omega' = h(\omega + \Omega)$, $h\vec{k}'_d = h(\vec{k}_i + \vec{K})$ 。

2) 入射光子湮没,产生衍射光子和声子,满足 $h\omega' = h(\omega - \Omega)$, $h\vec{k}'_d = h(\vec{k}_i - \vec{K})$ 。

那么可想而知,如果改变声波频率,伴峰的位置也将随之变动。图 1 同时还显示了当声波频率为 18 MHz 和 22 MHz 时的反射谱。为了研究声波频率和伴峰位置关系,计算了声波频率从 15 MHz 到 32 MHz 时左边伴峰的中心波长,如图 2 所示。

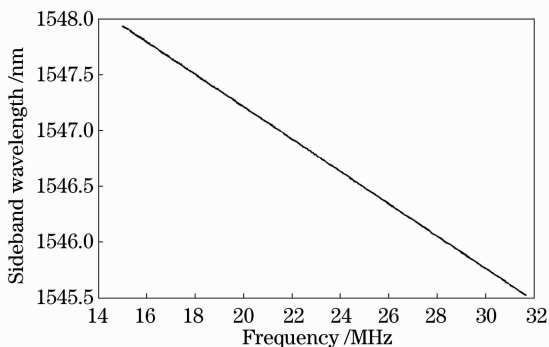


图 2 布拉格峰左侧的伴峰中心波长和声波频率的关系

Fig. 2 Left sideband wavelength with different acoustic wave frequencies

从图 2 可以看到,当声波频率增加时,伴峰位置向主峰靠近;当声波频率减小时,伴峰位置远离主峰。这和之前的分析也是一致的:声光耦合时,若 Ω 增加,为了满足动量守恒, ω 必然减小,即反射峰波

长会增加;反之亦有同样分析。

同时,可以看到不同频率声波与伴峰波长是线性相关的,也就是说,当光子晶体的结构和参数确定的情况下,可以方便地通过调节声波频率来选择需要输出的光波波长。当声波频率变化的时候,一级反射伴峰的波长变化比较缓慢,此外计算显示,伴峰的半峰全宽仅有大约 0.02 nm。这在理论上说明了声波调频的光纤布拉格光栅窄带滤波器可以达到非常高的调谐精度。

3.2 声波振幅对伴峰的影响

当声波频率确定后,伴峰位置也将确定。如果改变声波的振幅,那么伴峰处光波的反射率也会得到调制。图 3 显示了当声波频率为 18 MHz 时,声波振幅和伴峰高度的关系。

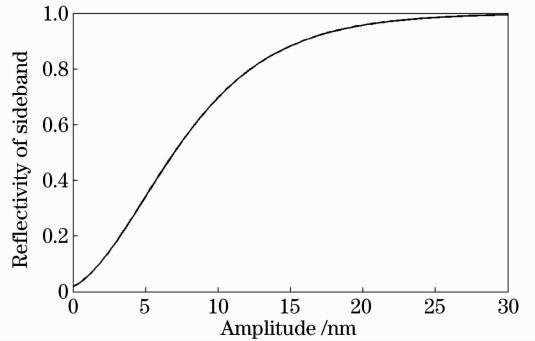


图 3 声波频率确定时伴峰高度和声波强度的关系

Fig. 3 Sideband reflectivity with different acoustic wave amplitude

可以看到,引入声波前,伴峰高度接近 0。随着声波强度增加,伴峰峰值也逐渐增加,当声波振幅达到 30 nm 时,伴峰反射率达到 1。声波对一维光子晶体的调制有两方面:造成质点位移和改变折射率,如(5)式和(6)式所示。调幅时,明显改变了每一层的厚度,而且声波越强,调制幅度越大,可以认为有更多的光子和声子发生了耦合,因而伴峰处的反射率也就越高。但因为声波频率不变,所以相位匹配条件并没有改变,所以伴峰的位置也不会改变。而当伴峰处光波反射率接近 1 时,再增加声波振幅也不会改变伴峰高度。因此可以很方便地通过控制引入声波的强度来改变某一特定波长出射光的强度,而声波的强度又可以方便地通过改变施加在压电陶瓷上的电压来控制。这一特点同样可以在窄带滤波器和光衰减器中得到应用,并且其调谐速度在微秒量级。

3.3 群速度时延

一维光子晶体作为一种色散介质,光波的相频

关系随频率变化。其群速度时延 τ_{GD} 可以定义为

$$\tau_{GD} = \frac{d\varphi}{d\omega} \quad (7)$$

引入声波前,在反射峰以外,群速度时延近似为一确定的常量,此时的 FBG 对非布拉格波长的光波而言可以视作一段普通的光纤。引入声波后,FBG 的折射率和周期得到新的调制,由于声波造成的微扰在 FBG 中提供了新的倒格矢,使得原有的布拉格反射峰两侧出现了新的反射峰,在新的反射峰处出现强色散现象,这为通过调节介质等效结构和等效折射率控制光波的群速度提供了理论上的可能。

在伴峰的中心波长处重新用(7)式计算群速度时延。图 4 表示了伴峰处群速度时延和声波强度的关系。从图 4 中可以看到,在伴峰处的群速度时延和声波振幅密切相关,振幅越大则群速度时延越小。这可以理解为声波的调制强度越强,在伴峰处的光波就越容易被反射回,那么其相应的时延也就越短。这一结论意味着可以通过调节加在压电陶瓷上的电压控制特定波长附近的群速度时延。其调节范围为 15~50 ps,覆盖了大约 35 ps 的连续可调范围。此外,计算还显示,如果选用调制强度更高的 FBG,可以得到更宽的群时延调节范围。由于调节是通过改变压电陶瓷的驱动电压实现,因此理论上其响应时间可以达到微秒量级,并且其调节精度可以达到皮秒量级。此时的 FBG 可以视作一段光纤延迟线。由于声波强度同时还与伴峰反射率相关,当声波强度很小时,伴峰反射率也很低。从图 3 中可以看到,当声波振幅为 5 nm 时,伴峰反射率大约为 35%,而此时的群速度时延大约为 45 ps。因此实际的连续可调节范围比 35 ps 略小。

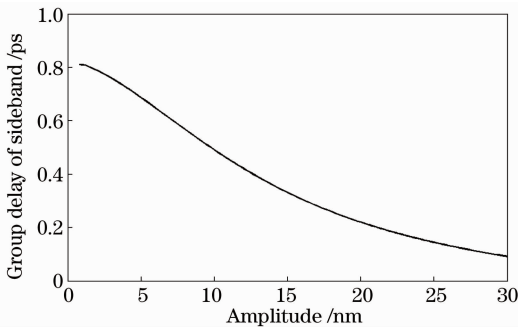


图 4 伴峰处群时延和声波强度的关系

Fig. 4 Dependence of group delay at sideband on the amplitude of acoustic wave

4 结 论

利用传输矩阵方法计算并讨论了用声波调制一

维光子晶体中光波传输的方法,提出了一种声控调制光波在光子晶体中传输性质的思路。证明了通过调节声波频率和振幅,可以在 FBG 中精确调节一级反射伴峰的位置、反射率和群速度时延。其中群速度时延的调节精度可以达到皮秒量级,调节范围可以达到 30 ps。相比于传统的光纤延迟线技术,声控延迟线具有其自身的特点,如不需要可调谐激光器作为光源,调谐速度远高于利用机械方式或热控的光纤延迟线^[18~20]。当然其调谐范围比利用受激布里渊散射等方式实现的光纤延迟要小,这有待未来进一步的优化。

参 考 文 献

- Eli Yablonovitch. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, **58**(20): 2059~2062
- Sajeev John. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, **58**(23): 2486~2489
- D. Labilloy, H. Benisty, C. Weisbuch *et al.*. Demonstration of cavity mode between two-dimensional photonic-crystal mirrors [J]. *Electron. Lett.*, 1997, **33**(23): 1978~1980
- Shanhui Fan, Pierre R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos. High extraction efficiency of spontaneous emission from slabs of photonic crystals [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1997, **78**(17): 3294~3297
- J. Trull, J. Martorell, R. Vilaseca. Angular dependence of phase-matched second-harmonic generation in a photonic crystal [J]. *J. Opt. Soc. Am.*, 1998, **15**(10): 2581~2585
- S. Yamada, T. Koyama, Y. Katayama. Observation of light propagation in two-dimensional photonic crystal-based bent optical waveguides[J]. *J. Appl. Phys.*, 2000, **89**(2): 855~858
- Chen Heming, Wang Guodong. Design of new photonic crystal all-optical switching based on dynamical shift of defect mode[J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, **31**(3): 0323006
- 陈鹤鸣, 王国栋. 一种新型缺陷模迁移光子晶体全光开关设计 [J]. *光学学报*, 2011, **31**(3): 0323006
- Zhang Juan, Yu Shuai, Guo Sen *et al.*. Design of flat-top polarization filters based on one-dimensional photonic crystal theory[J]. *Chinese J. Lasers*, 2011, **38**(1): 0105005
- 张娟, 于帅, 郭森等. 基于一维光子晶体理论的平顶偏振滤波器设计[J]. *中国激光*, 2011, **38**(1): 0105005
- J. Peerlings, A. Dehe, A. Vogt. Long resonator micromachined tunable GaAs-AlAs Fabry-Perot filter [J]. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 1997, **9**(9): 1235~1237
- G. Mertens, T. Roder, R. Schweins *et al.*. Shift of the photonic band gap in two photonic crystal/liquid crystal composites[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2002, **80**(11): 1885~1887
- S. Kim, V. Gopalan. Strain-tunable photonic band gap crystals [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2001, **78**(20): 3015~3017
- Song Litao, He Jie, Wang Hualei *et al.*. Optical performance of photonic crystal filter with liquid crystal layer[J]. *Chinese J. Lasers*, 2010, **37**(11): 2834~2837
- 宋立涛, 何杰, 王华磊等. 液晶缺陷光子晶体滤波器的光学特性[J]. *中国激光*, 2010, **37**(11): 2834~2837
- G. Lenz, B. J. Eggleton, C. K. Madsen *et al.*. Optical delay lines based on optical filters[J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 2001, **37**(4): 525~532
- Marco Pisco, Stefania Campopiano. Continuously variable optical

- delay line based on a chirped fiber Bragg grating [J]. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 2006, **18**(24): 2551~2553
- 15 Nabeel A. Riza. Acousto-optically switched optical delay lines [J]. *Opt. Commun.*, 1998, **145**(1-6): 15~20
- 16 Xinya Lei, Hua Li, Feng Ding *et al.*. Novel application of a perturbed photonic crystal: high-quality filter[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1997, **71**(20): 2889~2891
- 17 A. Yariv, P. Yeh. *Optical Waves in Crystals*[M]. Manhattan: John Wiley & Sons, Inc. 1984
- 18 V. Italia, M. Pisco, S. Campopiano *et al.*. Chirped fiber Bragg gratings for electrically tunable time delay lines[J]. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, 2005, **11**(2): 408~416
- 19 P. Perez-Millan, S. Torres-Peiro, J. Mora *et al.*. Electronic tuning of delay lines based on chirped fiber gratings for phased arrays powered by a single optical carrier[J]. *Opt. Commun.*, 2004, **238**(4-6): 277~280
- 20 S. Blais, J. Yao. Photonic true-time delay beamforming based on superstructured fiber Bragg grating with linearly increasing equivalent chirps[J]. *J. Lightwave Technol.*, 2009, **27**(9): 1147~1154

栏目编辑:韩 峰