

异质单周期内对称光子晶体的光子带隙特性

耿子介 温廷敦 许丽萍

(中北大学理学院物理系 山西 太原 030051)

(收稿日期:2015-11-13)

摘要:利用传输矩阵法,理论上对由 TiO_2 和 SiO_2 构成的异质单周期内对称光子晶体的透射谱进行仿真,分别改变入射光的角度、光子晶体介质层数和 BA 两层的厚度比,观察其透射谱,研究发现该结构形成的光子带隙的位置大小对介质层数的变化不敏感,但对入射角和 BA 两层厚度比的变化很敏感,这一研究对于光子晶体的设计具有重要意义。

关键词:周期内对称 光子晶体 光子带隙 传输矩阵 滤波器

1 引言

1987年, E. Yablonovitch 和 S. John 借鉴了半导体晶体及其电子带隙的概念,首次分别提出了光子晶体的概念. 光子晶体是由不同介电常数的介质材料在空间呈周期排列的结构,当电磁波在其中传播时,遵循折射、反射、透射原理,由于电子周期性的布拉格散射,电磁波将受到调制而形成类似于电子的能带结构,这种结构称之为光子能带^[1~4]. 由于光子以光速运动,其静止质量为零,相互间没有作用力,如果以光子作为信息的载体,可极大地提高信息传输速度,降低损耗. 光子晶体分一维、二维和三维^[5],光子在光子晶体中的行为类似于电子在半导体晶体中的行为,通过独特的光子禁带可以人为选择,让某一频率的光透过,光子晶体制成的光波导,被广泛地应用于光通信领域^[6~9].

2 模型建立和理论依据

2.1 异质单周期内对称一维光子晶体模型

异质单周期内对称一维光子晶体是由 A, B, A 3 薄层组成,每一薄膜有 TiO_2 和 SiO_2 两种材料构成,3 薄层构成一周期,以空间重复排列的形式构成一维光子晶体,其结构如图 1 所示,故称异质单周期内对称一维光子晶体.

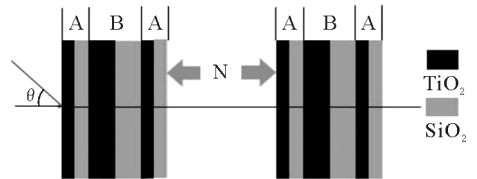


图 1 异质单周期内对称光子晶体示意图

2.2 理论依据

光子晶体的研究方法有平面波展开法、时域有限差分法、多重散射法和传输矩阵法,本文主要应用传输矩阵法对一维光子晶体的传输特性进行研究. 光波在光子晶体内的行为由电磁场的 Maxwell 方程和介质的周期性及边界条件决定^[10~11]. 当光通过一折射率为 n_i ,厚度为 d_i 的介质层时,其特征矩阵可表达为

$$M_k = \begin{bmatrix} \cos \delta_i & -\frac{i}{p_i} \sin \delta_i \\ -ip_k \sin \delta_k & \cos \delta_k \end{bmatrix} \quad (1)$$

其中 $\delta_k = \frac{2\pi}{\lambda} n d \cos \theta$ 为介质的相对厚度, θ 为入射角; $p_k = n \cos \theta$,对每一层应用式(1),可得到整个一维光子晶体的传输矩阵

$$M = M_1 \cdot M_2 \cdot M_3 \cdots M_{N-1} \cdot M_N = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix} \quad (2)$$

进一步可得光子晶体的透射系数

$$t = \frac{2 \cos \theta}{(M_{11} + M_{22}) \cos \theta + M_{21} + M_{12} \cos^2 \theta} \quad (3)$$

透射率为

$$T = |t(\lambda)|^2 \quad (4)$$

3 理论分析

3.1 异质单周期内对称光子晶体透射谱

选择 TiO_2 ($n_1 = 2.29$) 和 SiO_2 ($n_2 = 1.45$) 作为光子晶体的基础物质, 忽略晶体内的色散影响, 光子晶体 ABA 每层厚度为波长的 $\frac{1}{6}$, 即 $n_1 d_{a1} = n_2 d_{a2} = \frac{\lambda_1}{6}$, $n_1 d_{b1} = n_2 d_{b2} = \frac{\lambda_2}{6}$, $n_1 d_{c1} = n_2 d_{c2} = \frac{\lambda_1}{6}$. 我们取中心波长 λ_1, λ_2 分别为 600 nm, 800 nm, 取周期数 $N = 15$. 在不考虑偏振的情况下, 光子晶体透射谱如图 2 所示.

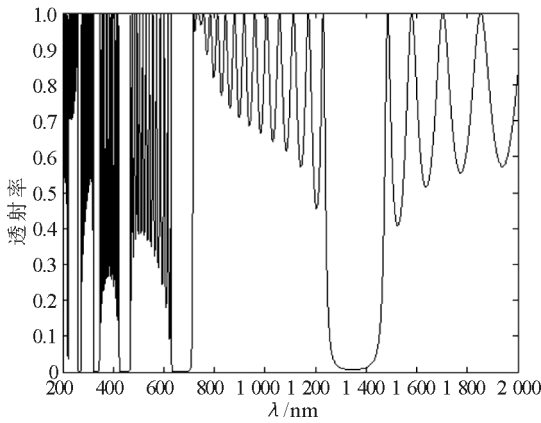


图2 异质单周期内对称光子晶体透射谱

由图 2 中可以找出 3 个完全禁带: 331.9 nm ~ 336.8 nm, 429.2 nm ~ 459.4 nm, 648.8 ~ 684.6 nm. 另外 261.8 nm ~ 271.6 nm, 1 309 nm ~ 1 391 nm 这两个波段的透射率低于 1%. 由图可见, 随着波长的增大, 光子晶体的禁带宽度也在变大.

3.2 透射谱线与入射角 θ 的关系

我们研究入射角从 0 增大到 60° 时, 禁带位置的变化. 令入射角 θ 分别等于 $15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$, 分别得出光子晶体的透射谱, 如图 3 所示.

由图 3 可以看出, 随着入射角度的增大, 短波位置原有的禁带消失, 禁带位置向短波方向移动, 并且禁带宽度也随之变小. 以入射角为 0 时在 648.8 ~ 684.6 nm 处宽度为 35.8 nm 的光子禁带为例, 当入射角为 15° 时, 其位置变为 626.2 nm ~ 659.1 nm, 宽度为 32.9 nm; 当入射角为 30° 时, 其位置变为 564.3 nm ~ 591.8 nm, 宽度为 27.5 nm; 当入射角为

45° 时, 其位置为 463.9 nm ~ 483 nm, 宽度为 19.1 nm; 当入射角为 60° 时, 其位置变为 329.3 nm ~ 345.7 nm, 宽度为 16.4 nm. 由此可见光子晶体对于入射角度的改变十分敏感, 随着角度的变化禁带位置和宽度都会发生变化.

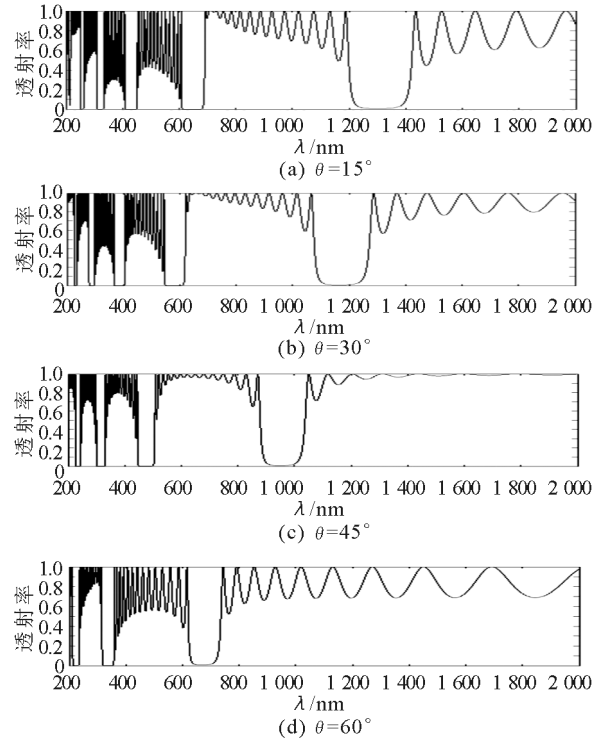
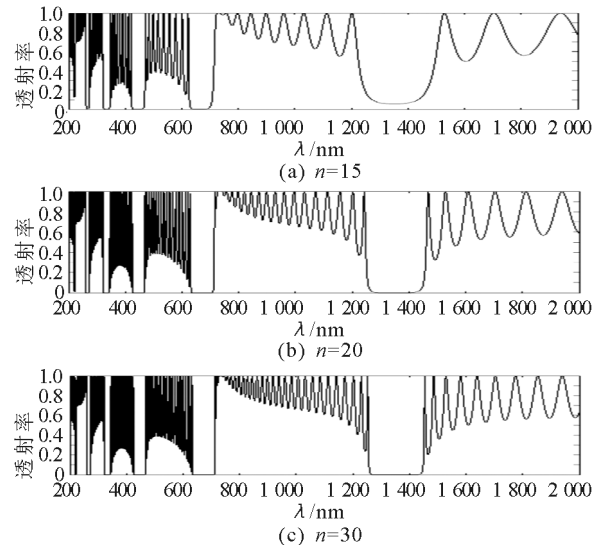


图3 (ABA)¹⁵ 光子晶体的透射谱

3.3 透射谱与介质层周期数的关系

当设定入射角为 0 时, 在选取周期层数分别为 10, 20, 30, 40, 分别得出不同介质层周期数的透射谱, 如图 4 所示.



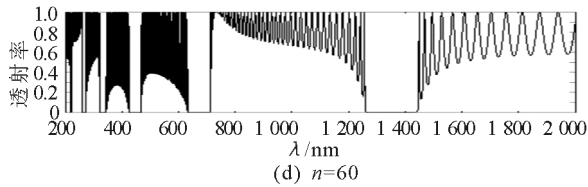
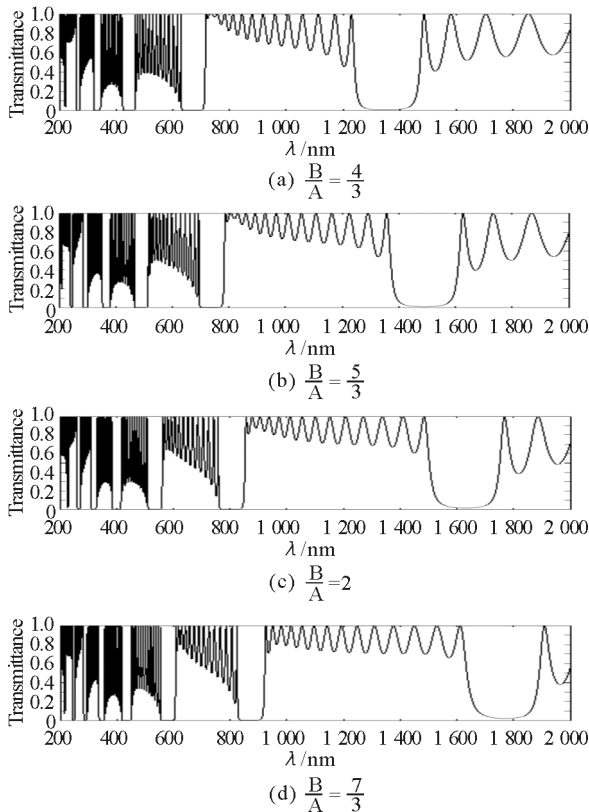


图4 光子晶体透射谱

由图可以看出,光子晶体禁带随着介质层数的增加其位置和宽度都没有太大变化,只是当介质层数增加时,透射谱的细节越来越丰富,边界越来越明显而陡峭;当层数增大时,原来接近于禁带的透射谱变为禁带,当层数为10时,在1275 nm ~ 1426 nm处透射率还仅是低于1%,但当层数变为40时,在1275 nm ~ 1426 nm处已成为光子禁带。

3.4 透射谱与A/B层厚度比的关系

保持入射角为0和介质层周期数为15,并且保持A不变,只是变化B的值,从而改变B与A厚度比值,令两者之比分别为 $\frac{4}{3}$, $\frac{5}{3}$,2, $\frac{7}{3}$ 。

图5 随介质厚度比变化的(ABA)¹⁵光子晶体的透射谱

可见在其他条件不变的情况下,亦不改变A层宽度,只改变B层宽度,从而改变B与A的比值时,禁带宽度微有减小,但禁带位置向长波方向移动,同

时在短波波段出现了新的禁带.以当A=600 nm, $\frac{B}{A}=\frac{4}{3}$ 时,646.8 nm ~ 684.8 nm的禁带为例,当 $\frac{B}{A}$ 为 $\frac{5}{3}$,2, $\frac{7}{3}$ 时,禁带位置分别为719.6 nm ~ 745.1 nm,779.2 nm ~ 819.2 nm,855.7 nm ~ 878.2 nm,923.8 nm ~ 942.3 nm.

4 结论

由Tio₂和SiO₂两种材料构成的ABA型光子晶体,有明显的光子禁带.当入射角由0增大时,透射谱整体向短波方向移动,光子晶体禁带变短,原来在短波处的窄带消失,这一特性为光源定位传感器提供了理论依据;当周期数增大时,由透射谱可见,光子禁带的位置和大小并没有什么改变,在光子禁带的边缘处明显变得陡峭,透射谱也变得清晰;当改变一个周期内薄层B与A之比时,透射谱整体向长波方向移动,在短波段生成新的光子禁带,光子禁带的大小几乎没有改变,这对于光子晶体的设计具有重要意义。

参考文献

- 1 Yablonovitch E. INHIBITED spontaneous emission In solid - state physics and electronics .Physical Review Letters,1987,58(20):2 059 ~ 2 062
- 2 John S. STRONG localization of photons in certain disordered dielectric superlattices Phys Rev Lett,1997, 58(23):2 486 ~ 2 488
- 3 J. P. Xu,Y. P. Yang. DYNAMICS of atomic decay in a special one dimensional photonic crystal. The European Physical Journal D,2008,491
- 4 V. A. Tolmachev,T. S. Perova,E. V. Astrova. THERMO tunable defect mode in one dimensional photonic structure based on grooved silicon and liquid crystal. Phys. Stat. Sol. (RRL),2008,23
- 5 ZHANG You jun,JI Bo,WANG Xiang qian etal. PHOTONIC crystal and its applications Infrared And Laser Engineering 2004,33(3):320 ~ 322
- 6 Serkan Simsek. A novel method for designing one dimensional photonic crystals with given bandgap characteristics. AEUE ~ International Journal Of Electronics And Communications,2013

(下转第129页)



图 2

实验至此并未结束,笔者又让学生用事先准备好的凸透镜代替矿泉水瓶,透过凸透镜看书上的字,像刚才转动瓶子角度那样转动凸透镜再观察书上的字,然后比较通过凸透镜看到的与透过水瓶看到的字有何不同?学生通过观察对比,纷纷举手发言:水瓶把字往一个方向放大,放大镜(此时学生还不知道放大镜叫凸透镜,笔者暂时并不点破)把字向四周都放大了,如图3所示。



图 3

笔者借机发问:为什么水瓶只是把字往一个方向放大,而放大镜却能把字向四周都放大呢?

学生们低头冥思,笔者不失时机地引导他们认真观察,仔细对比水瓶和放大镜的构造,比较它们各部分的厚度是否相同?有什么区别?此时,机敏的学生已有所发现并小声地嘀咕:水瓶子中间厚左右薄,放大镜中间厚四周都薄。笔者见时机已到,给学生做了简要的解释:因为水瓶的面左右方向是弧形,中间厚左右薄,所以能把字左右放大,而水瓶的面上下相同不是弧形,不会起到放大作用;放大镜又叫凸

透镜,它中间厚,四周都薄,不管哪个方向,它的面都是弧形的样子,所以它能把字向四面八方整体放大。

趁热打铁,笔者又抛出下一个问题:是不是透过放大镜看到的字都是放大的呢?笔者将实物展台的镜头(相当于观察者的眼睛)对准一个放大镜,透过放大镜去观察打在A4纸的“物”字,调整放大镜到A4纸上“物”字的距离(物距),先让物距小于放大镜焦距,在大屏幕上显示出正立放大的“物”字;再让物距在放大镜的1倍和2倍焦距之间,大屏幕上又出现了倒立放大的“物”字;继续让放大镜远离A4纸,屏幕上的“物”字又缩小了,如图4,5所示。每个学生都瞪大双眼盯着屏幕,脸上写满了困惑与不解,此时的学生对这块小玻璃镜子产生的种种变化充满了好奇和一探究竟的欲望。笔者心中暗自窃喜,这不就是本节课想要的效果吗?



图 4

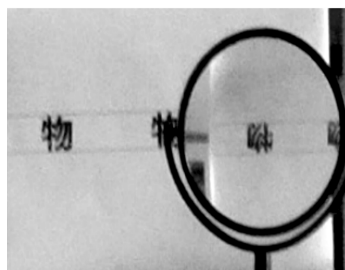


图 5

最后,笔者将事先拍好的一组照片呈现在屏幕上,告诉学生生活中有许多奇妙的物理现象等着我们去探索、研究。

(上接第126页)

- 7 Samira Cherid, Samir Bentata, Ali Zitouni, Radouan Djelti, Zoubir Aziz. BALLISTIC transport in one ~ dimensional random dimer photonic crystals. Solid State Communications, 2014, 183
- 8 Serkans imsek. A fast and accurate design method for broad omnidirectional bandgaps of one dimensional photonic crystals. AEUE ~ International Journal Of

Electronics And Communications, 2014

- 9 Francesco Scotognella. FOUR material one dimensional photonic crystals. Optical Materials, 2012, 349
- 10 梅洛勤. 用传输矩阵法(TMM)研究光子晶体的传输特性:[学位论文].长沙:中国人民解放军国防科学技术大学, 2002
- 11 唐军, 杨华军, 徐权, 等. 传输矩阵法分析一维光子晶体传输特性及其应用. 红外与激光工程, 2010(01): 76 ~ 80