

# 连续渐变周期的一维光子带隙结构全能反射器\*

汤亮<sup>1,2</sup> 袁长胜<sup>1,2,\*\*</sup> 陈延峰<sup>1,2</sup> 祝世宁<sup>2</sup>

(1 南京大学材料科学与工程系, 南京 210093)

(2 南京大学固体微结构物理国家重点实验室, 南京 210093)

**摘要** 采用转移矩阵法设计了一种具有连续渐变周期的一维光子带隙结构全能反射器,它在一般材料选取情况下(如 TiO<sub>2</sub>/SiO<sub>2</sub>),在可见光区能达到几十甚至几百纳米量级的带隙宽度全向反射. 研究表明,其带隙宽度随着周期数和渐变周期的大小改变而改变. 当周期数不断增大时,带隙宽度不断增大;当渐变周期的大小在一定范围内不断增大时,带隙宽度同样不断增大. 这主要是光波在各层之间的传播随着周期和渐变周期的大小不断增大而产生的相干散射和干涉效应不断增强所导致的.

**关键词** 光子晶体;带隙;渐变周期;全能反射器

**中图分类号** O743 **文献标识码** A

## 0 引言

与电子能带类似,在低损耗介电常数周期性变化的光子晶体中,沿某方向通过该晶体的光子中,某些频率范围的光子不能通过,相应这个频率范围称为光子带隙. 自1987年 E. Yablonovitch<sup>[1]</sup> 和 S. John<sup>[2]</sup> 分别独立提出光子晶体和光子带隙概念以来,由于其光子带隙的存在,而为某部分频率光子的全反射实现提供可能,使其具有广阔的应用前景,目前也是有着很广泛的研究<sup>[3]</sup>. 一维光子晶体是一种非完全带隙材料. 在传统的  $\lambda/4$  周期结构的一维光子晶体中,由于布儒斯特效应的存在,随入射角的增大而引起的偏振效应使全反射条件不再满足. 目前采用的一种方法是利用提高相对折射率  $n_2/n_1$  (尽量选取折射率  $n_2$  高的材料)的方法来削弱布儒斯特效应的影响<sup>[4]</sup>,但其使得材料选取具有很大的限制性. 另一种方法是采用具有相近折射率的材料提高反射率<sup>[5]</sup>. 目前有一类慢变周期结构的光子晶体的提出在一定程度上找到了解决办法<sup>[6-8]</sup>. 本文从色散角度对具有连续渐变周期结构一维光子晶体进行研究,同时对不同入射角的情况也进行了综合计算. 与一般结构的光子晶体比较,这种新型的一维光子晶体具有在很宽波段达到全反射的效果.

## 1 一维光子晶体带隙结构

一维光子晶体由于具有有限边界,也会出现类似于二维和三维全向能隙结构<sup>[9,10]</sup>,能形成一个不

依赖于入射光偏振方向和入射角的较宽全向能隙. 而出现全向能隙的必要条件<sup>[11]</sup>

$$\alpha_{1\max} = \arcsin(n_0/n_1) < \alpha_B = \arcsin(n_2/n_1) \quad (1)$$

式中  $\alpha_{1\max}$  是当入射光从周边介质  $n_0$  入射到介质  $n_1$  中的最大折射角,  $\alpha_B$  为介质  $n_2$  和  $n_1$  分界面的布儒斯特角. 电磁波在每个周期中可以看出出射波和入射波的组合<sup>[12]</sup>.  $E(x, z)$  可写成

$$E(x, z) = (h_{1n}^{(\alpha)} e^{ik_\alpha(x-na)} + h_{2n}^{(\alpha)} e^{-ik_\alpha(x-na)}) e^{ikz} \quad (2)$$

式中

$$k_\alpha = \left\{ \left[ \left( \frac{\omega}{c} \right) n_\alpha \right]^2 - \beta^2 \right\}^{1/2} \quad (\alpha = 1, 2) \quad (3)$$

根据边界处连续条件,可由一转移矩阵表示该材料结构<sup>[13]</sup>,得到色散关系

$$K(\beta, \omega) = \left( \frac{1}{a} \right) \cos^{-1} \left[ \frac{1}{2} (A + D) \right] \quad (4)$$

式中  $(\eta = |1/2(A + D)|)$  当  $\eta < 1$ ,  $K$  存在实数解,此时 Bloch 波函数收敛,该频率范围光波全部通过;  $\eta > 1$ ,  $K$  有虚数解,令  $K = m\pi/a + ik$ ,虚数值的存在说明 Bloch 波发散,此时光波被截止,即产生了带隙. 边界值由  $\eta = 1$  得到.

当入射角度逐渐增大并且达到布儒斯特角的时候,由于  $p$  光被截止,导致晶体的反射率急剧变小,从而失去禁带. 所以现阶段采用的方法是增大  $n_2/n_1$  比值,也就是增大布儒斯特角;但于此同时也对  $n_2, n_1$  的选取提出了很高的要求,这对于大规模工业生产有很大的制约作用.

## 2 连续渐变周期的一维光子带隙结构

必须寻求一种方法,使用具有常规折射率的材料并能得到一定宽度的带隙. 于是本文设计了这种连续渐变周期的一维光子晶体(图1),其基本形式

\*江苏省科学基金资助项目(BK1999018)

\*\*Email: csyuan@nju.edu.cn

收稿日期:2003-04-21

为  $(u_n)H(v_n)L$ .

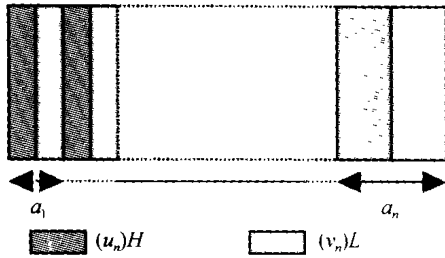


图1 连续渐变周期的一维光子晶体  
Fig.1 The one-dimensional photonic band gap structure with gradual periods

其中  $H, L$  分别代表高、低折射率以  $\lambda/4$  (令  $\lambda/4 = d$ ) 为单位的厚度; 而  $u_n$  和  $v_n$  则依次对应于在第  $N$  周期中  $H$  和  $L$  的光学厚度

$$u_n = n_1 d [1 + (N - 1)\Delta] \quad (5)$$

$$v_n = n_2 d [1 + (N - 1)\Delta] \quad (6)$$

( $\Delta$  为渐变周期量的大小)

第  $N$  周期的光学厚度

$$a_n = u_n + v_n = 2(n_1 + n_2) d [1 + (N - 1)\Delta] \quad (7)$$

根据边界电场与磁场的连续性, 得出在第  $n$  周期电场和磁场的关系

$$\begin{cases} A_{n+1} + B_{n-1} = e^{-ik_{2x}a_n} C_n + e^{ik_{2x}a_n} D_n \\ ik_{1x}(A_{n-1} - B_{n-1}) = ik_{2x}(e^{-ik_{2x}a_n} C_n - e^{ik_{2x}a_n} D_n) \end{cases} \quad (8)$$

$$\begin{cases} e^{-ik_{2x}u_n} C_n + e^{ik_{2x}u_n} D_n = (e^{-ik_{1x}u_n} A_n + e^{ik_{1x}u_n} B_n) \\ ik_{2x}(e^{-ik_{2x}u_n} C_n - e^{ik_{2x}u_n} D_n) = ik_{1x}(e^{-ik_{1x}u_n} A_n - e^{ik_{1x}u_n} B_n) \end{cases} \quad (9)$$

由  $\eta = 1$  得到在  $N$  周期中带隙边界

$$|\cos(k_x^{(1)} u_n) \cos(k_x^{(2)} v_n) - \xi \sin(k_x^{(1)} u_n) \sin(k_x^{(2)} v_n)| = 1 \quad (10)$$

式中

$$\xi = \begin{cases} \frac{1}{2} \left( \frac{k_x^{(2)}}{k_x^{(1)}} + \frac{k_x^{(1)}}{k_x^{(2)}} \right) TE \\ \frac{1}{2} \left( \frac{n_1^2 k_x^{(2)}}{n_2^2 k_x^{(1)}} + \frac{n_2^2 k_x^{(1)}}{n_1^2 k_x^{(2)}} \right) TM \end{cases} \quad (11)$$

由式(10)求出第  $N$  周期近似带隙宽度<sup>[14]</sup> 为

$$\Delta\omega(\theta) = \frac{2c}{u_n \sqrt{n_1^2 - n_0^2 \sin^2 \theta} + v_n \sqrt{n_2^2 - n_0^2 \sin^2 \theta}} \cdot \left[ \cos^{-1} \left( -\sqrt{\frac{\Lambda-1}{\Lambda+1}} \right) - \cos^{-1} \left( \sqrt{\frac{\Lambda-1}{\Lambda+1}} \right) \right] \quad (12)$$

$$\omega_1 = \frac{2c}{u_n \sqrt{n_1^2 - n_0^2} + v_n \sqrt{n_2^2 - n_0^2}} \cdot \cos^{-1} \left( \left| \frac{n_1^2 \sqrt{n_2^2 - n_0^2} - n_2^2 \sqrt{n_1^2 - n_0^2}}{n_1^2 \sqrt{n_2^2 - n_0^2} + n_2^2 \sqrt{n_1^2 - n_0^2}} \right| \right) \quad (13)$$

$$\omega_h = \frac{2c}{u_n n_2 + v_n n_1} \cos^{-1} \left( -\left| \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right| \right) \quad (14)$$

式中与  $1/\Delta\omega(\theta)$  成正比的  $\Delta\lambda(\theta)$  表征带隙宽度, 它

是与  $(N, \Delta, \theta)$  密切相关的变量, 而分别正比于  $1/\omega_h$  ( $1/\omega_1$ ) 的  $\lambda_l$  ( $\lambda_h$ ) 对应于带隙的下(上)限. 这样整个带隙宽度可以通过各个周期的近似带隙宽度之和定性地求得, 但是这样的做法仅仅适用于具有连续渐变(渐变非常缓慢)周期的光子带隙结构.

### 2.1 不同周期数和入射角的带隙宽度

在图2中, (a) ~ (d) 中实线表示  $N = 12$  的  $\lambda_l, \lambda_h$ , 而虚线依次表示  $N = 30, 44, 52, 60$  的  $\lambda_l, \lambda_h$ . 阴影部分表示带隙. 在本文中, 所有材料都选取高折射率材料  $H$  为  $\text{TiO}_2$  ( $n_1 = 2.3$ ), 低折射率材料  $L$  为  $\text{SiO}_2$  ( $n_2 = 1.46$ ).

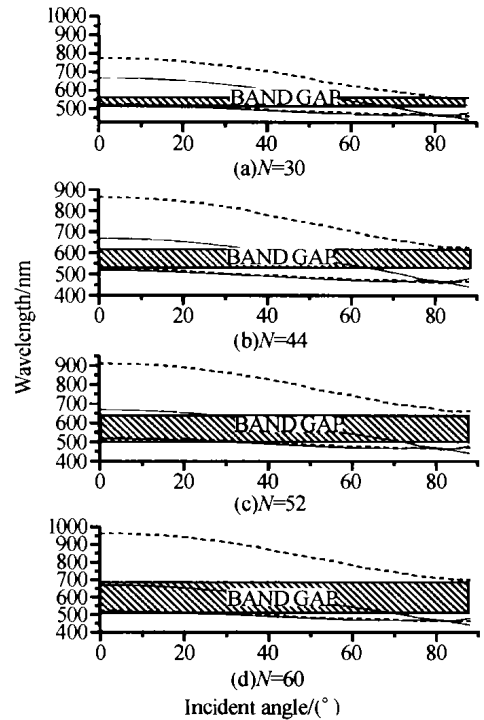


图2 不同周期数和入射角的带隙宽度(阴影部分表示带隙  $\Delta = 0.01$ )

Fig.2 The width of band gap changing with different periods and incident angles (the shadow areas represent the band gaps  $\Delta = 0.01$ )

$N = 12$  时, 该结构基本上没有带隙; 当  $N = 30$  时, 该结构有从 522.8 nm 到 561.4 nm 将近 38.6 nm 的带隙; 当  $N = 44$  时, 该结构有从 525.5 nm 到 625.4 nm 将近 100 nm 的带隙; 当  $N = 52$  时, 该结构有从 519.5 nm 到 662 nm 将近 142 nm 的带隙; 当  $N = 60$  时, 该结构有从 552 nm 到 701 nm 将近 180 nm 的带隙. 随着  $N$  不断增大,  $\omega_h, \omega_1, \Delta\omega(\theta)$  相应的减小, 与图2反映出的  $\lambda_l, \lambda_h, \Delta\lambda(\theta)$  不断增大是一致的.

### 2.2 不同渐变周期和入射角的带隙宽度

在图3中, (a) ~ (d) 中实线表示  $\Delta = 0$  的  $\lambda_l, \lambda_h$ , 而虚线依次表示  $\Delta = 0.005, 0.01, 0.015, 0.02$  的  $\lambda_l, \lambda_h$ . 阴影部分表示带隙. 当  $\Delta = 0$  时, 该结构基本没有带隙; 当  $\Delta = 0.005$  时, 该结构有从 506.8 nm 到 582.8 nm 将近 76 nm 的带隙; 当  $\Delta = 0.01$  时, 该

结构有从 520 nm 到 701 nm 将近 181 nm 的带隙; 当  $\Delta = 0.015$  时, 该结构有 537.5 nm 到 817 nm 有将近 280 nm 的带隙; 当  $\Delta = 0.02$  时, 该结构有从 548 nm 到 936 nm 将近 388 nm 的带隙.

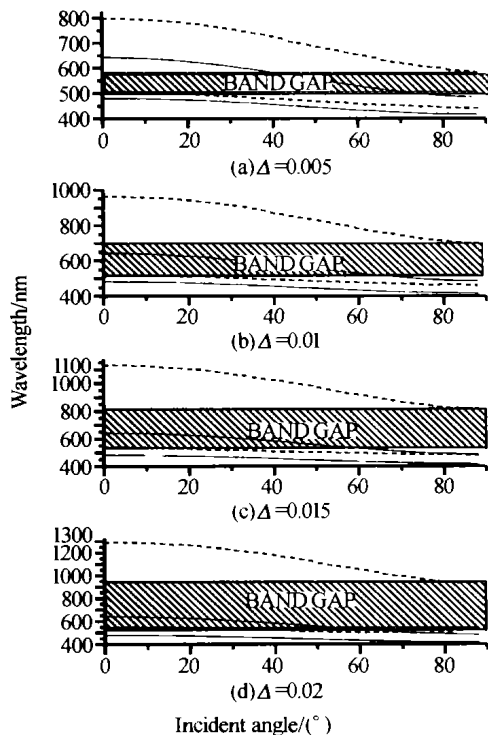


图 3 不同渐变周期和入射角的带隙宽度(阴影部分表示带隙  $N = 60$ )

Fig. 3 The width of band gap changing with different gradual periods and incident angles (the shadow areas represent the band gaps  $N = 60$ )

当渐变周期的大小  $\Delta$  逐渐变大,  $\omega_h, \omega_l, \Delta\omega(\theta)$  相应减小, 与图 3 中  $\lambda_l, \lambda_h, \Delta\lambda(\theta)$  逐渐变大也是相一致的. 而在周期不断增大时, 相对于  $\omega_h$  的  $\lambda_l$  会不断的分裂, 这样对  $\lambda_l$  测量带来一定不便, 但不影响带隙的大小.

### 2.3 不同入射角的反射率曲线

图 4 分别是入射角为  $0^\circ, 30^\circ, 58^\circ, 88^\circ$  的曲线, 阴影部分表示带隙. 可以看出,  $\Delta\lambda(\theta)$  同时也和入射角  $\theta$  密切相关<sup>[15,16]</sup>. 当  $\theta$  逐渐增大的时候,  $\Delta\omega(\theta)$

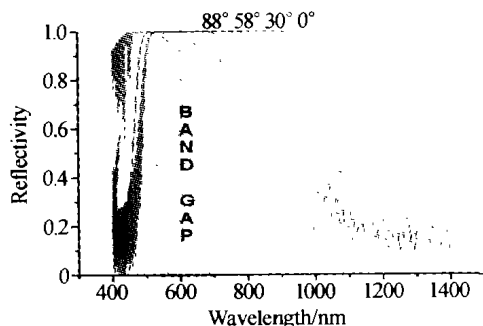


图 4 不同入射角时  $N$  周期  $\Delta$  渐变周期的反射率曲线(阴影部分表示带隙  $N = 60, \Delta = 0.01$ )

Fig. 4 The reflectivity curves at different incident angles (the shadow areas represent the band gaps  $N = 60, \Delta = 0.01$ )

逐渐变大, 与图 4 中表现出的  $\Delta\lambda(\theta)$  是逐渐变小是相一致的. 入射角达到  $88^\circ$  的时候仍然有从 520 nm 到 701 nm 将近 181 nm 的带隙.

## 3 结论

本文设计的连续渐变周期的一维光子晶体, 采用具有一般折射率的材料(如  $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ ) 可以达到将近 400 nm 的禁带, 根据折射率以及周期数的调节, 可以使所需要的波长落入禁带之中. 与一般一维光子晶体的设计机制所不同的是, 它并不是一味增大  $n_2/n_1$  削弱布儒斯特效应的影响, 而是运用了当光波通过该光子晶体时层与层之间相互的干涉作用来达到削弱布儒斯特效应影响的. 虽然这样理论上不能完全消除布儒斯特效应的影响, 但是通过增加周期数以及在一定适用范围内增大渐变周期还是切实可行的, 尤其是这种方法对材料的折射率要求不高, 所以在大规模的应用和制备上还是有广阔的应用前景的.

### 参考文献

- 1 Yablonovitch E. Inhibited spontaneous emission solid-state physics and electronics. *Phys Rev Lett*, 1987, **58**(20): 2059 ~ 2061
- 2 John S. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices. *Phys Rev Lett*, 1987, **58**(23): 2486 ~ 2489
- 3 陈慰宗, 郑新亮, 卜涛, 等. 有限周期的一维光子晶体的透射率及其禁带. *光子学报*, 2003, **32**(1): 101 ~ 105  
Chen W Z, Zheng X L, Bo T, et al. *Acta Photonica Sinica*, 2003, **32**(1): 101 ~ 105
- 4 Fink Y, Winn J N, Fan Shanhui, et al. A dielectric omnidirectional reflector. *Science*, 1998, **282**(27): 1679 ~ 1682
- 5 Yablonovitch E. Engineered omnidirectional external-reflectivity spectra from one-dimensional layered interference filters. *Optics Letters*, 1998, **23**(21): 1648 ~ 1649
- 6 欧阳征标, 朱骏, 李景镇. 两端有慢变结构的光子晶体的能带特性研究. *光学学报*, 2002, **22**(5): 6126 ~ 15  
Ouyang Z B, Zhu J, Li J Z. *Acta Optica Sinica*, 2002, **22**(5): 6126 ~ 15
- 7 朱骏, 欧阳征标, 李景镇. 一类慢变结构的光子晶体的能带特性研究. *光电子. 激光*, 2002, **13**(2): 136 ~ 138  
Zhu J, Ouyang Z B, Li J Z. *Journal of Optoelectronics · Laser*, 2002, **13**(2): 136 ~ 138
- 8 欧阳征标, 安鹤男, 朱骏, 等. 慢变晶格结构的光子晶体的能带特性研究. *中国激光*, 2003, **30**(4): 110 ~ 112  
Ouyang Z B, An H N, Zhu J, et al. *Chinese Journal of Lasers*, 2003, **30**(4): 110 ~ 112
- 9 Lin H B, Tonucci R J, Campillo A J. Two-dimensional photonic bandgap optical limiter in the visible. *Optics Letters*,

- 1998, **23**(2): 94 ~ 96
- 10 Lin S Y, Fleming J G, Hetherington D L, *at el.* A three-dimensional photonic crystal operating at infrared wavelengths. *Nature*, 1998, **394**(16): 251 ~ 253
- 11 Dowling J P. Mirror on the Wall: You're Omnidirectional After All? *Science*, 1998, **282**(5395): 1841 ~ 1842
- 12 Cregan F, Mangan B J, Knight J C, *at el.* Single-Mode photonic band gap Guidance of light in air. *Science*, 1999, **285**(5433): 1537 ~ 1539
- 13 Yeh P, Yariv A, Hong C S. Electromagnetic propagation in periodic stratified media. I General theory. *J Opt Soc Am*, 1977, **67**(4): 423 ~ 448
- 14 Winn J N, Fink Y, Fan S, *at el.* Omnidirectional reflection from a one-dimensional photonic crystal. *Optics Letters*, 1998, **23**(20): 1573 ~ 1575
- 15 Chigrin D N, Lavrinenko A V, Yarotsky D A, *at el.* Observation of total omnidirectional reflection from a one-dimensional dielectric lattice. *Applied Physics (A)*, 1999, **68**(1): 25 ~ 28
- 16 Southwell W H. Omnidirectional mirror design with quarter-wave dielectric stacks. *Applied Optics*, 1999, **38**(25): 5464 ~ 5467

## A New Type of Omnidirectional Reflection: The One-dimensional Photonic Band Gap Structure with Gradual Periods

Tang Liang<sup>1,2</sup>, Yuan Changsheng<sup>1,2</sup>, Chen Yanfeng<sup>1,2</sup>, Zhu Shining<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Department of Material Science and Engineering, Nanjing University, Nanjing 210093

<sup>2</sup> The State Key Laboratory of Solid Microstructure Physics, Nanjing University, Nanjing 210093

Received date: 2003-04-21

**Abstract** The one-dimensional photonic band gap structure with gradual periods is designed as a new type of omnidirectional reflector with the transfer matrix method. And the structures have the excellent band gaps of several decades even hundreds of nanometers in the visible region under the choice of common materials (as  $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ ). Through analysis and investigation, it is discovered that the width of band gap in these structures increases simultaneously with the increase of the number of periods or the number the gradual periods to some extent. It is the factor of the enhancing effect of the coherent scattering and interference between layers.

**Keywords** Photonic crystal; Band gap; Gradual periods; Omnidirectional reflector



**Tang Liang** was born in Oct. 1979. After receiving his B. S. degree from Shandong University in 2001, he is currently pursuing master degree at Department of Material Science and Engineering in Nanjing University. His research is the area of dielectric microstructure materials and devices.