

组合一维光子晶体全能反射器*

耶红刚 陈光德

(西安交通大学应用物理系, 西安 710049)

摘要 为了能充分地展览一维光子晶体的全方位禁带, 从一维光子晶体禁带结构的特点出发, 对于不发生 Brewster 效应的一维光子晶体, 提出了通过两个或两个以上一维光子晶体的组合来实现和展览一维光子晶体全方位禁带的理论依据和最佳组合方式. 并给出了所提出的组合方式下相关参数的定量计算公式. 最后用传输矩阵法进行了数值模拟计算, 对提出的组合方式进行验证, 计算结果与预期结论符合很好.

关键词 光子晶体; 全方位禁带; 禁带展览; 组合
中图分类号 O734 **文献标识码** A

0 引言

从 Yablonovitch 和 Joho 分别在 1987 年提出光子晶体的概念以来^[1,2], 人们对光子晶体已进行了深入的研究. 由于一维光子晶体结构简单, 容易制备, 人们更期望通过一维光子晶体的形式获得所需要的应用.

由于 Brewster 效应的关系, 一维光子晶体曾经被认为不可能具有全方位禁带. 直到 1998 年, 人们认识到当构成一维光子晶体的介质折射率比满足一定条件时 Brewster 效应是可以避免的^[3,4]. 但同时也发现, 有些一维光子晶体虽不会发生 Brewster 效应, 但还是没有全方位禁带, 或全方位禁带很窄. 为了展览全方位禁带, 目前采用的方法主要有: 按某种方式连续渐变一维光子晶体内每个单元的介质层厚度^[5,6]; 利用几个光子晶体的组合等^[7]. 本文从一维光子晶体禁带结构的特点出发, 提出了通过两个或两个以上一维光子晶体的组合来实现和展览一维光子晶体的全方位禁带的理论依据和最佳的组合方式. 使得只要不发生 Brewster 效应的一维光子晶体都能得到充分宽的全方位禁带. 还给出了组合过程中相关参数的定量计算公式. 最后用传输矩阵法进行了数值模拟计算, 对提出的组合方式进行验证, 计算结果与预期结论一致.

1 一维光子晶体的禁带结构

由于 Brewster 效应, 当入射角等于 Brewster 角时 TM 波能全部透过, 所以一维光子晶体存在全方位禁带的必要条件是不能发生 Brewster 效应, 即^[3]

$$\theta_{1\max} = \sin^{-1}\left(\frac{n_0}{n_1}\right) < \theta_B = \arctan\left(\frac{n_2}{n_1}\right) \quad (1)$$

式中 n_0 是周围介质的折射率, n_1, n_2 分别是两种介质的折射率 ($n_1 > n_2$). 满足式(1)的一维光子晶体并不都具有全方位禁带, 因为光子禁带位置对入射角是很敏感的^[8], 还需要从其禁带结构来说明.

设折射率为 n_1, n_2 的两种介质层交替分布在 x 方向, 介质层表面平行于 y, z 平面. 层厚度分别为 h_1, h_2 , 周期 $d = h_1 + h_2$, 整个光子晶体处于 n_0 的均匀介质中, 入射波的波矢为 $\mathbf{k} = k_x \mathbf{e}_x + k_y \mathbf{e}_y$. 假设介质层周期数为无限多, 由 Block 定理及传输矩阵法可得该结构一维光子晶体的色散关系为下式^[9,10], 其中 K 为 Block 波数.

$$\cos Kd = \cos(k_{1x}h_1)\cos(k_{2x}h_2) - \Delta \sin(k_{1x}h_1)\sin(k_{2x}h_2) \quad (2)$$

$$\Delta = \begin{cases} \frac{1}{2} \left(\frac{k_{2x}}{k_{1x}} + \frac{k_{1x}}{k_{2x}} \right) & (\text{TE 波}) \\ \frac{1}{2} \left(\frac{n_1^2 k_{2x}}{n_2^2 k_{1x}} + \frac{n_2^2 k_{1x}}{n_1^2 k_{2x}} \right) & (\text{TM 波}) \end{cases} \quad (3)$$

对式(2)求解, $k_{\alpha} = \sqrt{(\omega n_{\alpha}/c)^2 - k_y^2}$, $\alpha = 1, 2$, 结果如图 1(本文所有图中只画出了第一禁带). 图 1(a)所用介质分别为氧化铝和氟化镁, 折射率比为 1.8/1.35; 图 1(b)所用介质分别为碲化铅和冰晶石, 折射率比为 4.10/1.46.

图中灰色区域 K 为实数, 对应光子晶体中可存在的模式, 白色区域 K 为虚数, 对应不可存在的模式, 即光子禁带. 显然, 禁带边界都在 Brewster 角处相交, 没有完全禁带. 但是, 能够从周围介质耦合到光子晶体中的光, 周围介质只能存在 $\omega \geq ck_y/n_0$ 的模式, 所以本文只需考虑 $\omega = ck_y/n_0$ 线, 即 1、2 两线之间的三角区域内的模式. $k_y = 0$ 对应垂直入射, 1、2 两线对应外部入射角 $\theta_0 = 90^\circ$. 要有全方位禁带, 各入射角对应的禁带必须有重叠. 图 1(a)中

*国家自然科学基金资助项目(10474078)

Tel: 029-82663128 Email: yehonggang@stu.xjtu.edu.cn
收稿日期: 2004-11-29

的禁带没有重叠区域,所以它没有全方位禁带,图 1 (b)中的黑色区域则为全方位禁带.

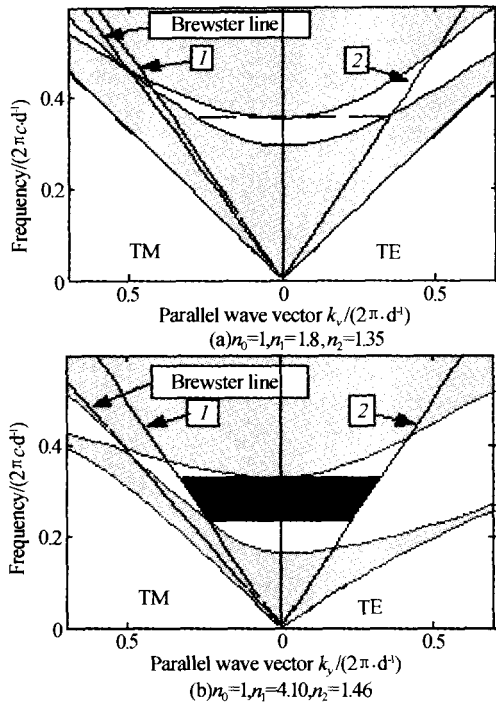


图 1 一维光子晶体禁带结构
Fig. 1 The photonic bandgap structures of one-dimensional photonic crystals

设全方位禁带的上下边界分别为 ω_h, ω_l , 则 ω_h 为垂直入射时禁带的上边界, ω_l 为 TM 波 90° 入射时禁带的下边界. 一维光子晶体具有全方位禁带的充要条件是 $\omega_h > \omega_l$.

光子禁带的边界可以由式(4)得到

$$\cos(k_{1x}h_1)\cos(k_{2x}h_2) - \Delta \sin(k_{1x}h_1) \cdot \sin(k_{2x}h_2) = -1 \quad (4)$$

由于在两种介质层的光学厚度近似相等时得到的禁带最宽^[4],若作此假设,则入射角为 θ_0 时的禁带宽度近似为式(5),全方位禁带的边界近似为式(6)、(7).

$$\Delta\omega(\theta_0) = \frac{2c}{h_1 \sqrt{n_1^2 - n_0^2 \sin^2 \theta_0} + h_2 \sqrt{n_2^2 - n_0^2 \sin^2 \theta_0}} \cdot \left[\arccos \left(-\sqrt{\frac{\Lambda-1}{\Lambda+1}} \right) - \arccos \left(\sqrt{\frac{\Lambda-1}{\Lambda+1}} \right) \right] \quad (5)$$

$$\omega_h = \frac{2c}{h_1 n_1 + h_2 n_2} \arccos \left(-\left| \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right| \right) \quad (6)$$

$$\omega_l = \frac{2c}{h_1 \sqrt{n_1^2 - n_0^2} + h_2 \sqrt{n_2^2 - n_0^2}} \cdot \arccos \left[\left| \frac{n_2 \sqrt{n_1^2 - n_0^2} - n_1 \sqrt{n_2^2 - n_0^2}}{n_2 \sqrt{n_1^2 - n_0^2} + n_1 \sqrt{n_2^2 - n_0^2}} \right| \right] \quad (7)$$

2 一维光子晶体禁带的组合

一维光子晶体的禁带位置由其一个周期的光学

厚度决定,通过调整周期的光学厚度,可以方便地改变禁带的位置,因此常用相对带宽 $2(\omega_h - \omega_l)/(\omega_h + \omega_l)$ 来衡量全方位带宽更为方便. 假设两种介质层的光学厚度相等,由式(6)、(7)可知这时相对带宽与介质层厚度无关.

首先看本身有一定全方位禁带的一维光子晶体的最佳组合方式. 以介质 TiO_2 ($n_1 = 2.3$) 和 SiO_2 ($n_2 = 1.46$) 为例, $n_0 = 1$. 根据式(6)、(7)算得其全方位禁带相对带宽仅为 0.91%. 通过图 2 方式把两个这种一维光子晶体进行组合,可以使相对带宽达到 16.31%,全方位禁带得到充分地展览.

组合后的光子禁带结构如图 2. 第一个光子晶体禁带的下边界与第二个光子晶体禁带的上边界在 b 点相交, b 点为第一个光子晶体 TM 波 90° 入射时光子禁带的下边界. 新的全方位禁带由第一个光子晶体垂直入射时禁带的上边界(即 a 点)和第二个光子晶体 TM 波 90° 入射时禁带的下边界之间的区域构成. 由图中也能看出,只要在 TM 波 90° 入射时两个禁带正好衔接,其它角度不用考虑,一定能够衔接上,不会出现模式漏洞. 这是该组合方式的关键,同时也是存在于任何一维光子晶体中的普遍现象,因为每个光子禁带的边界都要在 Brewster 角处相交,禁带上边界曲线的曲率一定比下边界小. 要使这两个光子禁带能正好按设想的方式组合,关键在于确定两个一维光子晶体的周期比,图 2 中为 1 : 1.1669,具体的计算见后边.

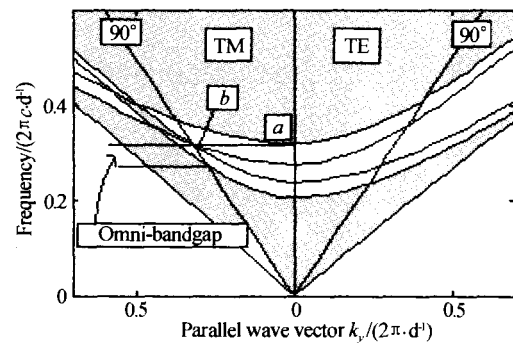


图 2 本身有全方位禁带的两个光子晶体组合后的禁带结构
Fig. 2 The photonic bandgap structure of the structure composed of two one-dimensional photonic crystals with certain original omnidirectional bandgaps

但是,对于本身没有全方位禁带的一维光子晶体的组合,图 2 的方式就不是最佳,按图 3 的方式组合效果将更好. 选介质为 Al_2O_3 ($n_1 = 1.8$), 和 MgF_2 ($n_2 = 1.35$), $n_0 = 1$. 经计算该一维光子晶体本身没有全方位禁带,需要三个的组合才能形成相对带宽 1.86% 的全方位禁带. 三个光子禁带分别在入射角为 $\theta_2^{(1)} = 50.7559^\circ, \theta_2^{(2)} = 70.8750^\circ$ 时衔接(同一个晶体的两个边界用箭头连在一起),其周期

比为 1 : 1.1289 : 1.2126. 在入射角 $\theta_0 = \theta_z^{(1)}$ 处第一个光子晶体 TM 波的禁带的下边界等于垂直入射时第一个晶体禁带的上边界. 在 $\theta_0 = \theta_z^{(2)}$ 处第二个光子晶体 TM 波禁带的下边界也等于垂直入射时第一个光子晶体禁带的上边界. 组合成的全方位禁带由第一个光子晶体垂直入射时禁带的上边界和第三个光子晶体 TM 波 90° 入射时禁带的下边界之间的区域构成.

图 3 的组合方式与图 2 的方式最重要的区别在于图 3 中的两个黑色区域, 这意味着当 $\theta_0 > \theta_z^{(1)}$ 时, 第一、二两个光子晶体的禁带分离; 当 $\theta_0 > \theta_z^{(2)}$ 时, 三个光子晶体的禁带都分离. 但这并不影响要构造的全方位禁带, 因为当它们分离时对应的频率已经在要构造的全方位禁带之外. 如果还觉得全方位禁带不够宽, 可以组合更多光子晶体, 这时又回到图 2 的情况.

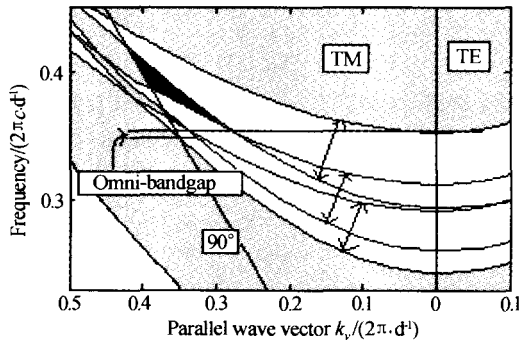


图 3 三个没有全方位禁带的光子晶体组合后的禁带结构
Fig. 3 The photonic bandgap structure of the structure composed of three one-dimensional photonic crystals without original omnidirectional bandgap

$\theta_z^{(\alpha)}$ 可由式(8)定量求得

$$\sqrt{1 - \frac{n_0^2}{n_1^2} \sin^2 \theta_c^{(\alpha)}} + \sqrt{1 - \frac{n_0^2}{n_2^2} \sin^2 \theta_c^{(\alpha)}} = 2 \arccos \left(\sqrt{\frac{\Lambda_\alpha - 1}{\Lambda_\alpha + 1}} \right) / q_\alpha \arccos \left(- \left| \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right| \right) \quad (8)$$

式中 $q_\alpha = d_\alpha / d_1$, 为第 α 个光子晶体与第一个光子晶体的周期比, 所以 $q_1 \equiv 1$. Λ_α 的形式为

$$\Lambda_\alpha = \frac{1}{2} \left[\frac{n_1^2 \sqrt{n_2^2 - n_0^2 \sin^2 \theta_c^{(\alpha)}}}{n_2^2 \sqrt{n_1^2 - n_0^2 \sin^2 \theta_c^{(\alpha)}}} + \frac{n_2^2 \sqrt{n_1^2 - n_0^2 \sin^2 \theta_c^{(\alpha)}}}{n_1^2 \sqrt{n_2^2 - n_0^2 \sin^2 \theta_c^{(\alpha)}}} \right] \quad (9)$$

在两个禁带边界的交点上, 第 α 个光子晶体禁带的下边界等于第 $\alpha + 1$ 个光子晶体禁带的上边界, 据此, 可由式(10)求出 $q_{\alpha+1}$

$$q_{\alpha+1} = \prod_1^{\alpha} \left[\pi \left(\arccos \left(\sqrt{\frac{\Lambda_\alpha - 1}{\Lambda_\alpha + 1}} \right) \right)^{-1} - 1 \right] \quad (10)$$

从 $q_1 \equiv 1$ 开始, 在式(8)、(10)间循环, 可依次求出所

有的周期比. 对于图 2 的组合方式, 相当于 $\theta_z^{(\alpha)} \equiv 90^\circ$, 所以, 仅用式(10)就可以求出所有的周期比, 这时 q_α 成几何级数增长.

组合出的全方位禁带上边界仍由式(6)计算, 下边界只需把式(7)中介质层厚度代为最后一个晶体的介质层厚度.

3 数值模拟计算

仍选用图 3 的介质. 把四个一维光子晶体进行组合, 前三个的组合则属于图 3 的情况, 这时已得到一定的全方位禁带, 第四个的组合则属于图 2 的情况, 可同时对两种组合方式进行验证. 用式(8)、(9)、(10)计算得 $\theta_z^{(1)} = 50.7559^\circ$, $\theta_z^{(2)} = 70.8750^\circ$, 自然 $\theta_z^{(3)} = 90^\circ$; 周期比为 $q_2 = 1.1289$, $q_3 = 1.2126$, $q_4 = 1.2714$. 设第一个光子晶体的介质层厚度分别为 $h_1^{(1)} = 150n_2/nm$, $h_2^{(1)} = 150n_2/nm$. 用式(6)、(7)计算得, 形成的全方位禁带从 549.82 nm 到 587.29 nm, 其相对带宽为 6.59%.

用传输矩阵法^[9,10]进行模拟计算, 结果如图 4. 与预期的结果是一致的, 85° 入射时前三个一维光子晶体的禁带已分离, 三、四两个光子晶体的禁带始终不分离. 形成的全方位禁带宽度也与计算值一致, 说明推导的公式是合理的.

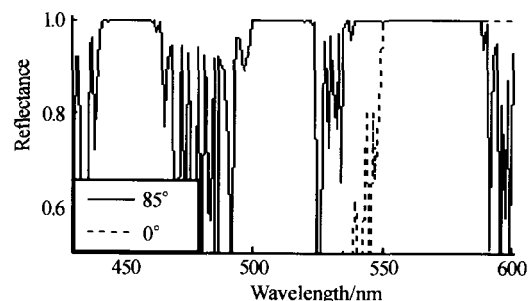


图 4 四个光子晶体周期数都为 70 时的反射率曲线
Fig. 4 The reflectance curves of the structure composed of four photonic crystals with 70 periods each one

在图 4 的计算中, 取四个光子晶体的周期数都为 70, 显然比较大. 一个原因是我们所用的介质高低折射率比很小; 另一原因是, 随着入射角的增加, 单个一维光子晶体出现禁带所需的周期数增加很多. 但是, 当光子晶体的禁带移出全方位禁带的频率范围时, 不必再保持很高的反射率. 把各晶体的周期数分别减为 20、30、55、70, 得到结果如图 5. 对全方位禁带总体影响不是很大, 却省去了很多周期, 具有一定的实际意义.

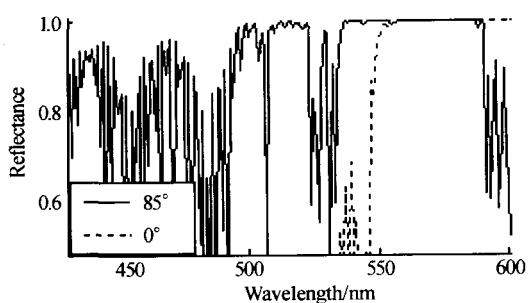


图 5 四个光子晶体周期数分别 20,30,50,70 时的反射率曲线

Fig. 5 The reflectance curves of the structure composed of four photonic crystals with 20, 30, 50 and 70 periods respectively

4 结论

通过对一维光子晶体禁带结构的分析,从其禁带结构的特点可以清楚的看到形成全方位禁带的条件.对于不发生 Brewster 效应的一维光子晶体,无论本身有没有全方位禁带,都可以通过两个或两个以上一维光子晶体的组合来实现全方位禁带,并对其进行充分地展宽.针对一维光子晶体本身有无全方位禁带最佳的组合方式有所不同.用传输矩阵法进行了数值计算,对所提出的组合方式进行验证,得到的结果与预期的一致,这同时也说明给出的相关参数的定量计算公式是适用的.

这种方法极大的降低了具有全方位禁带一维光子晶体对介质的要求,有效的实现和展宽了全方位禁带,比起线性渐变等其它方法在工艺上也更简单.这对于降低其制造成本,更普遍的应用一维光子晶体具有重要意义.

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 Dowling J P. Mirror on the wall; you're omnidirectional after all? *Science*, 1998, **282**(5395):1841~1842
- 4 Fink Y, Winn J N, Fan S, *et al.* A dielectric omnidirectional reflector. *Science*, 1998, **282**(5394):1679~1682
- 5 汤亮,袁长胜,陈延峰,等. 连续渐变周期的一维光子带隙结构全能反射器. *光子学报*, 2004, **33**(5):573~576
Tang L, Yuan C S, Cheng Y F, *et al.* *Acta Photonica Sinica*, 2004, **33**(5):573~576
- 6 王力,王占山,吴永刚,等. 具有禁带展宽特性的一维光子晶体. *光子学报*, 2004, **33**(2):229~232
Wang L, Wang Z S, Wu Y G, *et al.* *Acta Photonica Sinica*, 2004, **33**(2):229~232
- 7 黄弼勤,顾培夫. 一维光子晶体禁带的展宽. *光学学报*, 2003, **23**(12):1497~1501
Huang B Q, Gu P F. *Acta Optica Sinica*, 2003, **23**(12):1497~1501
- 8 卜涛,陈慰宗,冯宇,等. 一维光子晶体带隙随偏振光入射角的演变. *光子学报*, 2002, **31**(9):1128~1131
Bo T, Chen Z W, Fen Y, *et al.* *Acta Photonica Sinica*, 2002, **31**(9):1128~1131
- 9 Born M, Wolf E. *Principles of Optics*. 5th ed. Oxford: Pergamon, 1975. 66~70
- 10 王辉,李永平. 用特征矩阵法计算光子晶体的带隙结构. *物理学报*, 2001, **50**(11):2172~2178
Wang H, Li Y P. *Acta Physica Sinica*, 2001, **50**(11):2172~2178

Omnidirectional Reflector of Combined One-dimensional Photonic Crystals

Ye Honggang, Chen Guangde

Department of Applied physics, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049

Received date: 2004-11-29

Abstract Based on the photonic bandgap structures of one-dimensional photonic crystals, the method is optimized to make the constructed omnidirectional photonic bandgaps as large as possible, and the idiographic criteria of optimized models are proposed. The criteria are different depending on whether the one-dimensional photonic crystals used in the method have their own omnidirectional photonic bandgaps or not. Then the formulae to quantitatively calculate the parameters involved in the criteria are derived. At last, a combined structure of four one-dimensional photonic crystals is calculated by using the transfer matrix method to check the criteria of combination, and get predicted results.

Keywords Photonic crystal; Omnidirectional bandgap; Bandgap extension; Combination



Ye Honggang was born in Sep. 1982, in Shaanxi Province. Now he is a college student at Department of Applied Physics in Xi'an Jiaotong University. He is interested in photonic crystal designing and fabrication.