

文章编号:1672-058X(2012)05-0001-05

一维有限周期方形光子晶体波导的偏振特性*

刘启能

(重庆工商大学 计算机科学与信息工程学院,重庆 400067)

摘要:利用光波在一维有限周期方形光子晶体波导中横向受限的条件,推导出 TE 波和 TM 波两种偏振光在一维有限周期方形光子晶体波导中各个传输模式满足的关系式;计算出 TE 波和 TM 波传输各模式的禁带随周期数、模式量子数、边长的变化规律。

关键词:光子晶体波导;偏振光;模式;禁带

中图分类号:O436

文献标志码:A

光子晶体的概念自 1987 年分别由 S. John 和 E. Yablonovitch 提出出来后,由于光子晶体在带隙方面的特殊性质,使它很快成为光学前沿领域中一个十分活跃的研究课题。近年来人们已对光子晶体开展了广泛、深入地研究^[1-12],但在这些研究中都把一维光子晶体的横向作为非受限来处理,而真实的光子晶体是有一定外形的,即它的横向受到一定的外形限制,这种限制必然会影响到光波在其中的传输模式和带隙机构。因此,研究一维光子晶体的横向受限问题对弄清真实的一维光子晶体的特性有着十分重要的理论价值和实用价值。在文献[13]中用色散法研究了一维无限周期矩形光子晶体中电磁波的模式和带隙。而实际情况中光子晶体的周期数都是有限的,因此研究一维有限周期光子晶体的传输特性更有实际意义。将研究一维有限周期方形光子晶体波导中两种偏振光-TE 波和 TM 波的传输特性。

1 模型和理论

设计这样一种一维有限周期方形光子晶体波导如图 1 所示,沿 z 轴(对称轴)方向是由折射率为 $n_1 = 1.38$ (氟化镁),厚度为 d_1 和折射率为 $n_2 = 2.38$ (硫化锌),厚度为 d_2 的两种介质周期性地交替构成。一维有限周期方形光子晶体波导的横截面为正方形其边长为 a ,周期数为 N 。入射空间和出射空间的折射率都为 $n_0 = 1$ (图 1)。

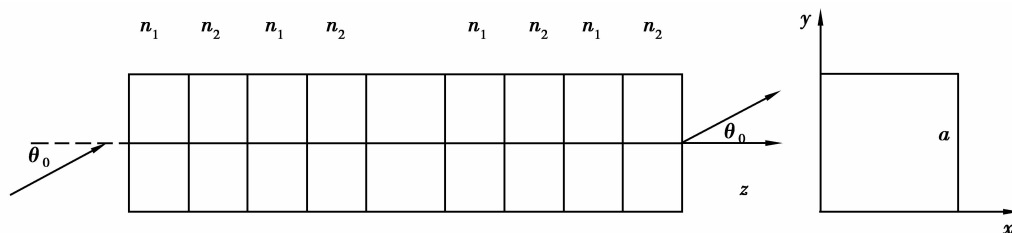


图 1 一维有限周期方形光子晶体波导

收稿日期:2011-12-18;修回日期:2011-12-30.

* 基金项目:重庆市教委科技项目基金资助(批准号:KJ100717).

作者简介:刘启能(1957-),男,四川泸州人,教授,从事光学与声学研究.

在一维有限周期方形光子晶体中传播的 TE 波和 TM 的波矢 \vec{k} ($k = n\omega/2\pi c$, ω 为圆频率、 c 为光速、 n 为折射率)的 3 个分量 k_x 、 k_y 、 k_z 有:

$$k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 \quad (1)$$

由于光波在 x 方向和 y 受限, k_x 和 k_y 必须满足驻波条件:

$$k_x = \frac{J_x}{2a} \quad J_x = 0, 1, 2, 3, \dots, \quad k_y = \frac{J_y}{2a} \quad J_y = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (2)$$

而 $k_z = k \cos \theta$ (θ 为波矢 \vec{k} 与 z 轴的夹角), 由式(1)和式(2)得:

$$k^2 \sin^2 \theta = (J_x/2a)^2 + (J_y/2a)^2 \quad J_x = 0, 1, 2, 3, \dots, J_y = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (3)$$

由式(3)可知 J_x 、 J_y 各取一个值, 对应于一个 k 即 TE 波和 TM 的一个模式, 将 J_x 、 J_y 称为模式量子数。因此在一维有限周期方形光子晶体波导中传播的 TE 波和 TM 存在多个 k 分离的模式, 其中 $J_x = 0$ 、 $J_y = 0$ 的模式对应 TE 波和 TM 正入射, 其他模式对应 TE 波和 TM 斜入射的情况。式(3)就是一维有限周期方形光子晶体波导中 TE 波和 TM 各模式满足的关系式。

为了研究一维有限周期方形光子晶体波导中光波的偏振特性, 需要利用特征矩阵法。由薄膜光学理论, 光波在该一维有限周期方形光子晶体波导中的一个周期的特征矩阵 M_0 为:

$$M_0 = M_1 M_2 = \begin{bmatrix} \cos \delta_1 & -\frac{i}{p_1} \sin \delta_1 \\ -ip_1 \sin \delta_1 & \cos \delta_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \delta_2 & -\frac{i}{p_2} \sin \delta_2 \\ -ip_2 \sin \delta_2 & \cos \delta_2 \end{bmatrix} \quad (4)$$

其中:

$$\delta_1 = (2\pi/\lambda) n_1 d_1 \cos \theta_1, \delta_2 = (2\pi/\lambda) n_2 d_2 \cos \theta_2 \quad (5)$$

$$p_{1,2} = \begin{cases} n_{1,2} \cos \theta_{1,2} & \text{TE 波} \\ \cos \theta_{1,2}/n_{1,2} & \text{TM 波} \end{cases} \quad (6)$$

式(5)和式(6)中的 $\cos \theta_1$ 和 $\cos \theta_2$ 由(3)式给出。

一维有限周期方形光子晶体波导的整体特征矩阵 M 为:

$$M = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix} = M_0^N \quad (7)$$

N 为周期数, 一维有限周期方形光子晶体波导中光波的透射系数 t 为:

$$t = \frac{2n_0}{(M_{11} + M_{12}n_0)n_0 + (M_{21} + M_{22}n_0)} \quad (8)$$

其反射率 R 为:

$$R = 1 - |t|^2 \quad (9)$$

利用式(3)-式(9)可以计算一维有限周期方形光子晶体波导中 TE 波和 TM 波两种偏振光的模式特征和禁带结构了。下面的计算中, 中心波长取 $\lambda_0 = 600$ nm, $n_1 d_1 = n_2 d_2 = \lambda_0/4$, 中心圆频率 $\omega_0 = 2\pi c/\lambda_0$, 设归一化频率 $g = \omega/\omega_0$ 。

2 模式的特征

首先由式(3)分析一维有限周期方形光子晶体波导中 TE 波和 TM 各个模式的透射角 θ_0 与归一化频率 g 、边长 a 的关系。令 $a = X\lambda_0$, 由式(3)可得:

$$\sin \theta_0 = \frac{1}{g} \sqrt{(J_x/2X)^2 + (J_y/2X)^2} \quad J_x = 0, 1, 2, 3, \dots, J_y = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (10)$$

特别:若 TE 波和 TM 沿 xoz 面入射,则:

$$\sin \theta_0 = J_x/2gX \quad J_x = 0, 1, 2, 3, \dots, J_y = 0$$

若 TE 波和 TM 沿 yoZ 面入射,则:

$$\sin \theta_0 = J_y/2gX \quad J_x = 0, J_y = 0, 1, 2, 3, \dots$$

由式(10)可知,一维有限周期方形光子晶体波导中 TE 波和 TM 各个模式有以下特征:

① 一维有限周期方形光子晶体波导中 TE 波和 TM 存在许多模式,每个模式由模式量子数 J_x 和 J_y 确定,记为 $[J_x, J_y]$ 。

② 当边长 $a(X)$ 一定时,模式量子数越大对应的透射角越大;对同一模式的 TE 波和 TM,边长 $a(X)$ 越大对应的透射角越小;透射角一定时,边长 a 越大对应的模式量子数越大。

③ TE 波和 TM 出现一级禁带其模式量子数的取值范围:一级禁带中心出现在 $g = 1$ 附近,将式(10)中的 g 取 1,而 $\sin \theta_0 \leq 1$,则有:

$$\left. \begin{array}{l} \text{在 } x \text{ 方向 } J_x \leq 2X \quad J_x = 0, 1, 2, 3, \dots \\ \text{在 } y \text{ 方向 } J_y \leq 2X \quad J_y = 0, 1, 2, 3, \dots \end{array} \right\} \quad (11)$$

式(11)为透射波中出现一级禁带其模式量子数的取值范围的公式。由式(11)可知,一级禁带的模式量子数的取值范围由 $X(a)$ 唯一确定, X 越大对应的模式量子数的取值范围就越大。

3 禁带的特征

从前面的分析可知:由于 TE 波和 TM 波在一维有限周期方形光子晶体波导中横向受限,使得其带隙与非受限光子晶体中光波的带隙相比有新的特征。这些新特征最主要表现为方形有限周期光子晶体波导中 TE 波和 TM 波的带隙会受周期数、模式和边长的影响。下面就研究周期数、模式和边长对方形有限周期光子晶体波导中 TE 波和 TM 波带隙结构的影响。

3.1 周期数对禁带的影响

固定边长 $a = 4\lambda_0$ 、模式量子数 $[2, 2]$,研究周期数 $N = 6, N = 10$ 两种情况下 TE 波和 TM 波禁带变化情况。计算出 TE 波和 TM 波的反射率 R 随 g 响应曲线分别如图 2、图 3。在图 2、图 3 中细线为 $N = 6$ 的曲线、粗线为 $N = 10$ 的曲线、由图 2、图 3 可以看出:

① 对于 TE 波和 TM 波,周期数对禁带的中心没有影响。但是周期数对禁带的频率宽度都有很大的影响,随着周期数的增加禁带的频率宽度减小。

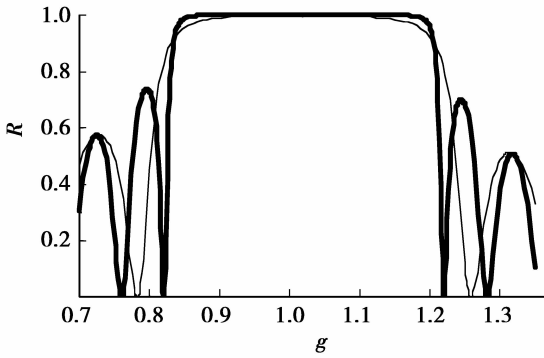
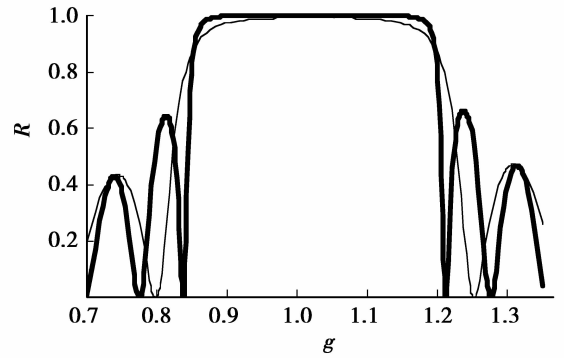
② 对于 TE 波和 TM 波,周期数对禁带的形状都有很大的影响,随着周期数的增加禁带的形状越趋于矩形,禁带的顶部越平整,当周期数 $N = 10$ 时禁带的形状已经到达相当好的效果。

上述两点是文献[13]中没有得到的,在一维方形光子晶体波导的设计中可以通过调整周期数得到不同频率宽度的禁带,实现对光波传输特性的控制。

3.2 模式对禁带的影响

固定边长 $a = 4\lambda_0$ 、 $N = 10$,计算出 TE 波和 TM 波的 3 个模式 $[0, 1]$ 、 $[0, 2]$ 、 $[0, 3]$ 的反射率 R 随 g 的响应曲线,分别如图 4、图 5。在图 4、图 5 中细线、中粗线、粗线分别对应 $[0, 1]$ 、 $[0, 2]$ 、 $[0, 3]$ 的曲线。由图 4、图 5 可知:

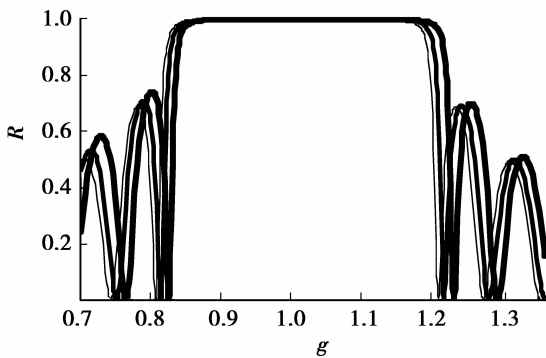
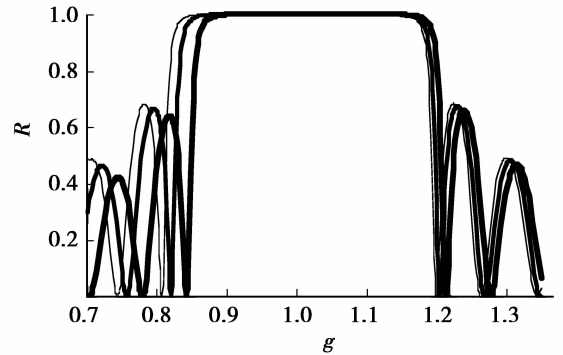
① 对于 TE 波和 TM 波, $[0, 1]$ 、 $[0, 2]$ 、 $[0, 3]$ 3 个模式都出现了禁带 ($R = 1$),表明 TE 波和 TM 波的各

图 2 反射率随 g 的响应曲线(TE 波)图 3 反射率随 g 的响应曲线(TM 波)

个模式都会出现禁带。

② 对于 TE 波: $[0,1]$ 、 $[0,2]$ 、 $[0,3]$ 3 个模式的禁带其频率中心分别在 $g = 1.01$ 、 1.02 、 1.03 处,即各模式禁带的频率中心随模式量子数的增加而增大。对于 TM 波:各模式禁带的频率中心也随模式量子数的增加而增大,这与 TE 波相同。

③ 对于 TE 波: $[0,1]$ 、 $[0,2]$ 、 $[0,3]$ 3 个模式的禁带其频率宽度分别为 $\Delta g = 0.4$ 、 0.41 、 0.42 ,即各模式禁带其频率宽度随模式量子数的增加而增大。对于 TM 波: $[0,1]$ 、 $[0,2]$ 、 $[0,3]$ 3 个模式的禁带其频率宽度分别为 $\Delta g = 0.40$ 、 0.39 、 0.37 ,即各模式的禁带其频率宽度随模式量子数的增加而减小,这与 TE 波相反。

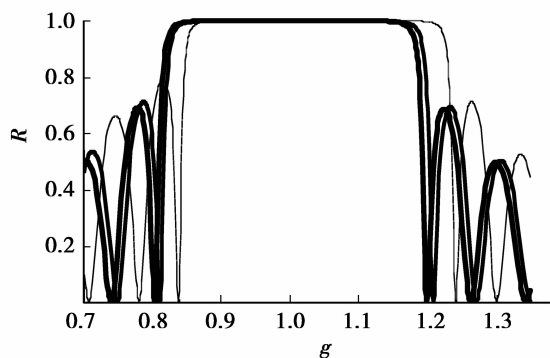
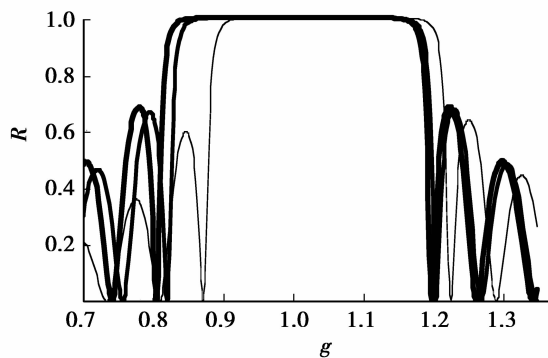
图 4 禁带随 g 的响应曲线(TE 波)图 5 禁带随 g 的响应曲线(TM 波)

3.3 边长对禁带的影响

固定 $N = 10$ 、模式 $[0,1]$, 计算出边长 $a = 1\lambda_0$ 、 $2\lambda_0$ 、 $3\lambda_0$ 其 TE 波和 TM 波的反射率 R 随 g 的响应曲线, 分别如图 6、图 7。在图 6、图 7 中细线、中粗线、粗线分别对应边长 $a = 1\lambda_0$ 、 $2\lambda_0$ 、 $3\lambda_0$ 的曲线。由图 6、图 7 可知:

① 对于 TE 波: 当边长 $a = 1\lambda_0$ 、 $2\lambda_0$ 、 $3\lambda_0$ 时, 模式 $[0,1]$ 的禁带其频率中心分别在 $g = 1.05$ 、 1.03 、 1.02 处, 即同一模式禁带的频率中心随边长的增加而减小。对于 TM 波: 同一模式禁带的频率中心也随边长的增加而减小, 这与 TE 波相同。

② 对于 TE 波: 当边长 $a = 1\lambda_0$ 、 $2\lambda_0$ 、 $3\lambda_0$ 时, 模式 $[0,1]$ 的禁带其频率宽度分别为 $\Delta g = 0.40$ 、 0.38 、 0.37 , 即同一模式禁带其频率宽度随边长的增加而减小。对于 TM 波: 当边长 $a = 1\lambda_0$ 、 $3\lambda_0$ 、 $5\lambda_0$ 时, 模式 $[0,1]$ 的禁带其频率宽度分别为 $\Delta g = 0.35$ 、 0.38 、 0.39 , 即同一模式禁带其频率宽度随边长的增加而增大, 这与 TE 波相反。

图6 禁带随 g 的响应曲线(TE波)图7 禁带随 g 的响应曲线(TM波)

4 结论

利用光波在一维有限周期方形光子晶体波导中横向受限的条件,推导出 TE 波和 TM 波两种偏振光在一维有限周期方形光子晶体波导中各个模式满足的关系式。利用这个关系式并结合特征矩阵法计算出 TE 波和 TM 波各模式的禁带随周期数、模式和边长的变化规律。TE 波和 TM 波的禁带频率中心都不受周期数的影响,但 TE 波和 TM 波的频率宽度都随周期数增加而减小。对于 TE 波有:禁带的频率宽度随模式量子数的增加而增大,但随边长的增加而减小;禁带的频率中心随模式量子数的增加而增大,但随边长的增加而减小。对于 TM 波有:禁带的频率宽度随模式量子数的增加而减小,但随边长的增加而增大;禁带的频率中心随模式量子数的增加而增大,但随边长的增加而减小。TE 波和 TM 波在一维有限周期方形光子晶体波导中的上述变化规律对设计一维光子晶体波导有指导意义。

参考文献:

- [1] 刘启能. 一维光子晶体禁带宽度对折射率的响应[J]. 重庆工商大学学报:自然科学版,2006,23(4):400-403
- [2] 段晓峰,牛燕雄,张维,等. 一维光子晶体的光学传输特性分析[J]. 光子学报,2003,32(9):1086-1089
- [3] 刘启能. 光学厚度对一维光子晶体禁带宽度的调制[J]. 重庆工商大学学报:自然科学版,2006,23(3):285-288
- [4] 周金苟,杜桂强,张亚文. 双周期厚度调制的一维光子晶体的电磁模[J]. 物理学报,2005,54(8):3703-3707
- [5] 杜桂强,刘念华. 具有镜像对称结构的一维光子晶体的透射谱[J]. 物理学报,2004,53(4):1095-1097
- [6] 张登国,倪娜,安鹤南. 一维磁性光子晶体的电磁场分析和数值计算[J]. 光子学报,2004,33(8):1007-1010
- [7] 刘启能. 多层掺杂对一维光子晶体缺陷模的影响[J]. 重庆工商大学学报:自然科学版,2008,25(4):354-357
- [8] 刘启能. 一维光子晶体能带全貌特征的色彩研究[J]. 激光杂志,2007,28(2):46-47
- [9] 刘启能. 一维矩形掺杂光子晶体的滤波特性[J]. 中国激光,2010,37(8):2041-2044
- [10] 刘启能. 一种简便的研究一维光子晶体禁带特征的新方法[J]. 光子学报,2007,36(6):1031-1034
- [11] 刘启能. 矩形掺杂光子晶体中电磁波的模式和缺陷模[J]. 物理学报,2010,59(4):2551-2554
- [12] 刘启能. 一维矩形光子晶体中电磁波的传输特性[J]. 光子学报,2010,39(5):847-850