

球状光子晶体滤波器

姜迎新¹, 方云团²

(1. 江苏大学物理系, 江苏 镇江 212003; 2. 镇江船艇学院物理教研室, 江苏 镇江 212003)

摘要:设计一种球状光子晶体滤波器,应用特征矩阵的方法研究了光波在其中的传播规律,发现它同其他光子晶体一样,存在周期性的带隙结构,与一维和二维光子晶体相比较,具有全方向的滤波功能。

关键词:光子晶体滤波器;特征矩阵;光子带隙

中图分类号:TN713 **文献标识码:**A

Sphere photonic crystal optical filters

JIANG Ying-xin¹, FANG Yun-tuan²

(1. Department of Physics, Jiangsu University, Zhenjiang 212003, China;

2. Department of Physics, Zhenjiang Watercraft College, Zhenjiang 212003, China)

Abstract: A new sphere photonic crystal optical filters is presented. Numerical study is performed. The result shows that it has the same band structure as the one dimensional photonic crystal. The width and position of can be altered when the periodical structure is band gap justed.

Key words: sphere photonic crystal; eigen matrix; photonic band gap

1 引言

光子晶体是一种介质折射率周期性变化的人造光学材料。当光在这种介质中传播时,某些频率范围内的光会受到抑制,形成光子禁带,类似于半导体材料中电子的能带结构^[1-2],在带隙中光传播是禁止的,辐射模构成导带。因此,一个光子晶体就是一个自然的理想带阻滤波器。光子晶体滤波器的特点是,滤波性能远远优于普通的光滤波器,其阻带区对透射光的抑制可以容易地达到 30 dB 以上,而且光子晶体滤波器带阻边沿的陡峭度可以做到接近 90°。相对而言,一维光子晶体在结构上最为简单,易于制备,但它只能在光沿介质折射率周期性变化的传播方向上具有能隙结构,实现滤波功能。在应用上人们需要光子晶体材料较宽的完全光子能隙结构,即在某一频段任意方向上光都不能在其中传播。1991年, Yablonovite 第一次研制出三维光子晶体,即在高折射率材料上钻出一些按一定规律排列的孔隙,实现了在任何方向上频率范围在 13 GHz ~

15 GHz 的微波辐射被禁止,从而具备了完全光子能隙结构^[3]。但要得到完全光子能隙,必须降低三维光子晶体结构的对称性,理论上的研究证明金刚石结构符合这样的要求^[4]。本文设计一种球状光子晶体,它是在球形介质的基础上依次给介质球镀上两种不同介质的薄膜,让它们在径向呈周期性分布,此种结构我们称之为球状光子晶体。然后用特征矩阵的方法研究了光波在其中的传播规律,发现同其他光子晶体一样,球状光子晶体也存在周期性的带隙结构,且带隙结构类似于一维光子晶体;但由于球状光子晶体具有球对称性,它的带隙结构存在于各个传播方向,因此是完全光子能隙结构,而且制备工艺要比一般的三维光子晶体简单得多。研究还发现,根据需要改变介质层的空间周期结构,可以调节禁带的位置和宽度,使滤波的范围具有可选择性。

作者简介:姜迎新(1974-),女,硕士,讲师,主要从事摩擦学与光电子研究。E-mail:jiangyx@ujs.edu.cn

收稿日期:2009-06-09

2 模型和计算原理

球状光子晶体结构如图1所示,在球形介质的基础上,由两种不同相对介电常量(ϵ_a, ϵ_b)和厚度(a, b)的薄介质包层A,B交替排列构成。光源位于球心,最内层介质为A,最外层被空气包围。由于介质结构具有对称性,光波电场矢量的大小只是矢径 r 的函数,记为 $E(r)$ 。在内层中 $E(r)$ 满足赫耳姆斯波动方程:

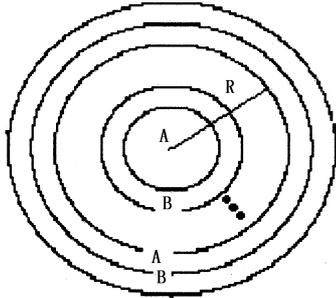


图1 球状光子晶体结构

Fig.1 the model of sphere photonic crystal

$$(\nabla^2 + k_a^2)E(r) = -4\pi\delta(r) \tag{1}$$

其中, ∇^2 是拉普拉斯算子; $k_a = \omega/v_a = \omega n_a/c$ 为波数; $n_a = \sqrt{\epsilon_a}$ 是内层介质折射率; c 是真空中光速。同样,在其他介质层, $E(r)$ 满足:

$$(\nabla^2 + k_a^2)E(r) = 0 \tag{2}$$

$$(\nabla^2 + k_b^2)E(r) = 0 \tag{3}$$

方程式(1)~式(3)解的一般形式为:

$$E(r) = A_i G(k_i r) + B_i G^+(k_i r), i = 1, 2, \dots \tag{4}$$

其中, i 表示介质的层数;“+”表示取复共扼; A_i, B_i 为系数,它们由边界条件决定; G 是格林函数,在轴对称条件下, G 可表示为:

$$G(k_i r) = \exp(ik_i r)/r \tag{5}$$

注意 G 也可表示在无层状结构时从光源向外传播的光波,它的复共扼表示向光源处传播的光波或反射波。

为了求出方程式(4)中的系数,我们应用电磁场的边界条件,即电磁场在介质的分界面应保持连续。在任一分界面半径为 R 处,有:

$$A_{内} G(k_{内} R) + B_{内} G^+(k_{内} R) = A_{外} G(k_{外} R) + B_{外} G^+(k_{外} R) \tag{6}$$

下标“内”和“外”分别表示界面的内侧和外侧。又因为在时谐电磁场中,电磁场满足:

$$H = \frac{i}{\omega\mu_0} \nabla \times E \tag{7}$$

式(7)的标量式可写为:

$$H = \frac{i}{\omega\mu_0} \frac{d}{dr} G(kr) = \frac{i}{\omega\mu_0} G'(kr) \tag{8}$$

同样我们把式(8)应用边界条件得:

$$A_{内} G'(k_{内} R) + B_{内} G^{+'}(k_{内} R) = A_{外} G'(k_{外} R) + B_{外} G^{+'}(k_{外} R) \tag{9}$$

式(6)、式(9)可表示为矩阵形式:

$$\begin{bmatrix} A_{内} \\ B_{内} \end{bmatrix} = T(R) \begin{bmatrix} A_{外} \\ B_{外} \end{bmatrix} \tag{10}$$

其中:

$$T(R) = \begin{bmatrix} G(k_{内} R) & G^+(k_{内} R) \\ G'(k_{内} R) & G^{+'}(k_{内} R) \end{bmatrix}^{-1} \times \begin{bmatrix} G(k_{外} R) & G^+(k_{外} R) \\ G'(k_{外} R) & G^{+'}(k_{外} R) \end{bmatrix} \tag{11}$$

$T(R)$ 称特征矩阵,它决定了相邻介质波函数系数之间的关系。若在每层介质的分界面上连续使用式(10),则最内层和外部电磁波系数之间的关系可用下式描述:

$$\begin{bmatrix} A_{in} \\ B_{in} \end{bmatrix} = M \begin{bmatrix} A_{out} \\ B_{out} \end{bmatrix}, M = \prod_{i=1}^N T(R_i) = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix} \tag{12}$$

在最内层电磁波中,为保证该区域的反射波在波源处有限,总的波函数另写为:

$$E(r) = G(k_1 r) + E_R(r) \quad (r < R_1)$$

第一项 $G(k_1 r)$ 是出射波,第二项 $E_R(r)$ 是反射波,写为:

$$E_R(r) = -QG(k_1 r) + QG^+(k_1 r)$$

因为 $\lim_{r \rightarrow 0} E_R(r) = -2ik_1 Q$,故反射波在波源处有限,结果最内层波函数成为:

$$E(r) = (1 - Q)G(k_1 r) + QG^+(k_1 r)$$

根据式(12)有: $A_{in} = 1 - Q, B_{in} = Q$,又考虑介质外已无反射波,故 $B_{out} = 0$,代入式(12)得:

$$\begin{bmatrix} 1 - Q \\ Q \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_{out} \\ 0 \end{bmatrix} \tag{13}$$

由式(13)计算出电磁波的反射率:

$$R_f = \left(\frac{B_{in}}{A_{in}}\right)^2 = \left(\frac{Q}{1 - Q}\right)^2 = \left(\frac{m_{21}}{m_{11}}\right)^2 \tag{14}$$

若 $R_f = 1$,则光传播完全被禁止。通过数值计算 R_f ,就可得到电磁波在球状光子晶体中的传播规律。

3 结果和讨论

为了和一维光子晶体作比较,先采用文献[3]提供的参数进行编程数值计算,介质层A为ZnS, $\epsilon_a = 5.5225$,厚度 $a = 740$ nm;介质层B为MgF₂, $\epsilon_b = 1.9044$,厚度 $b = 1260$ nm。空间周期 $d = a + b = 2000$ nm,两介质层光学厚度相等($n_a a = n_b b, n_a = \sqrt{\epsilon_a}, n_b = \sqrt{\epsilon_b}$)。选取基频 $\omega_0 = \frac{c\pi}{n_a a + n_b b} = 217$ THz,

层数 $N = 10$ (周期数为 5), 在不同 ω 的条件下计算 R_f , 结果如图 2(a) 所示, 它具有与一维光子晶体类似的典型的周期性的带隙结构, 即禁带中心均位于基频的奇数倍频处, 而在基频的偶数倍频处禁带消失。仔细观察还可发现, 对球状光子晶体, 在任意两个相邻的禁带之间还存在一些次峰, 且次峰个数为 $N - 1$ 。与一维光子晶体相比, 球状光子晶体的带隙结构存在于任何方向, 因此具有完全的带隙结构, 其功能比一维光子晶体优越得多。利用上述特征, 基本上可以让球状光子晶体在任何方向滤出频率是基频偶数倍的光波, 而频率是基频奇数倍的光波则被禁止。

当我们改变介质的周期结构, 使 A, B 层的厚度分别为原来的一半, 其他条件不变, 则由于介质周期长度发生变化导致带隙的位置发生变化, 禁带中心转移到 $2\omega_0$ 的奇数倍处。计算结果如图 2(b) 所示 (为了比较, 横坐标取值与图 2(a) 相同)。这说明晶体带隙的位置是可以调节的。

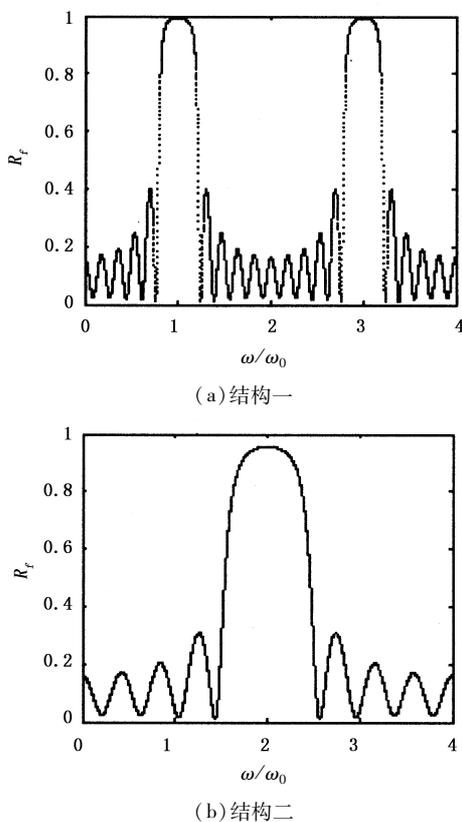


图 2 球状光子晶体的反射谱
Fig. 2 the reflective spectrum of sphere photonic crystal for two structures

在滤波器的设计中, 有时需要它具有较大的禁带宽度, 为此我们选取两种周期结构, 第一种与前面相同, A, B 层的厚度分别为 $a_1 = a, b_1 = b$ 。第二种 A, B 层的厚度分别为 $a_2 = 0.5 a, b_2 = 0.5 b$ 。选取

20 层介质, 前 10 层是第一种结构, 后 10 层是第二种结构, 结果得到图 3 的计算结果。有意思的是, 两种结构叠加时, 图 2(b) 的禁带区域仿佛有一种吸引力, 把图 2(a) 中相邻的禁带区域拉到一起, 融合成一个更宽广的禁带区间, 此禁带区间正好在 ω_0 和 $3\omega_0$ 之间。它不仅仅是图 2(a)、图 2(b) 的禁带区域线性的叠加, 这一点与一维光子晶体中多种结构的组合有着明显的不同^[5-6]。另外根据图 3 设计出的滤波器实际上也可看作一个高通和低通滤波器, 它只让低于 ω_0 和 $3\omega_0 \sim 4\omega_0$ 的光波通过。

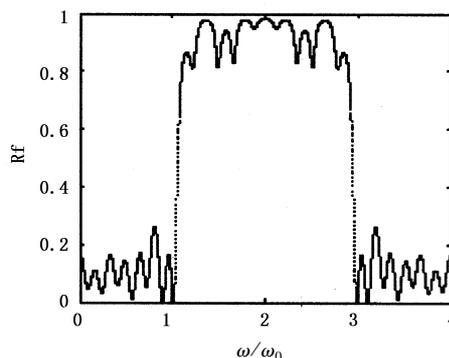


图 3 两种结构叠加的球状光子晶体的反射谱
Fig. 3 the reflective spectrum of sphere photonic crystal including two structures

根据以上研究可以看出, 球状光子晶体可作为一种新型的光子晶体滤波器。和一般一维光子晶体不同, 它可以实现全方向滤波功能。另外, 在光通信系统中, 利用球状光子晶体的全方向禁带特性对某些有害的辐射源周围空间设置该种结构, 可以有效地对有害辐射进行屏蔽。

参考文献:

[1] 顾国昌, 李宏强, 陈洪涛, 等. 一维光子晶体材料中的光学传输特性[J]. 光学学报, 2000, 20(6): 728 - 733.
 [2] 王辉, 李永平. 用特征矩阵法计算光子晶体的带隙结构[J]. 物理学报, 2001, 50(11): 2172 - 2178.
 [3] T F Krauss, R De La Rue. Photonic crystals in the optical regime-past, present and future[J]. Progress in Quantum Electronics, 1999, 23: 51 - 59.
 [4] 毛幼菊, 党明瑞. 光波复用通信技术[M]. 北京: 人民邮电出版社, 1996.
 [5] 欧阳征标, 李景镇, 张道中, 等. 多层光子晶体滤波器研究[J]. 光学学报, 2002, 22(1): 80 - 84.
 [6] 刘海山, 欧阳征标, 李景镇, 等. 用于波分复用的光子晶体滤波器[J]. 光电子·激光, 2002, 2: 146 - 149.