

各向异性媒质中光子带隙结构 色散特性的时域伪谱法分析

包秀龙¹, 章文勋¹, 李乐伟²

(1. 东南大学毫米波国家重点实验室, 江苏南京 210096; 2. 新加坡国立大学, 新加坡)

摘 要: 本文采用时域伪谱 (PSTD) 法分析复杂媒质中的光子带隙 (PBG) 结构, 建立了电磁波色散特性的统一数学模型, 经数值计算绘出色散曲线. 在各向同性媒质情况下所得的曲线, 与时域有限差分法及平面波展开法的结果相一致. 在各向异性媒质情况下, 能展宽原各向同性媒质 PBG 结构的第一阻带, 并增多阻带条数.

关键词: 时域伪谱法; 光子带隙结构; 色散特性; 复杂媒质

中图分类号: TN011 **文献标识码:** A **文章编号:** 0372-2112 (2003) 12-1761-04

Study on the Dispersion Characteristics of PBG Structure Consisting of Anisotropic Medium by Using PSTD Method

BAO Xiu-long¹, ZHANG Wen-xun¹, LI Le-wei²

(1. State Key Lab Of MMW, Southeast University, Nanjing, Jiangsu 210096, China;

2. Dept of Electronic Engineering, Nantional University of Singapore, Singapore)

Abstract: The formulation of PBG structure consisting of complex (including anisotropic, bi-isotropic and bi-anisotropic) medium is modeled by using pseudo-spectral time-domain method, and then employed for calculating the dispersion curves. The numerical results show that in the case of isotropic medium, the dispersion curves are in good agreement with that from FDTD method and also plane wave expansion method; in the case of anisotropic medium, the dispersion curves form a wider first stop-band and more stop-bands of higher order.

Key words: PSTD method; PBG structure; dispersion characteristics; complex medium

1 引言

光子带隙 (PBG) 结构是一种新颖的电磁功能材料, 由二维或三维周期性结构组成, 对特定的频率范围表现出带阻特性. 这种适用于微波频段的人造材料是由美国学者 E Yablonovitch 于 1987 年仿照半导体晶体结构中电子禁带的原理提出的^[1]. 在随后十几年中, PBG 结构成为学术界的研究热点, 包括理论分析和工程应用^[2,3]. 目前对 PBG 结构材料的阻带特性的理论分析有多种方法, 如: 平面波展开法 (Plane Wave Expansion)、转移矩阵法 (Transfer Matrix Method)、时域有限差分法 (FDTD) 及有限元法 (FEM) 等^[4~6]. 研究对象包括纯介质或含金属的二维或三维 PBG 结构. 研究内容有 PBG 结构的频响特性或色散特性^[7,8]. 目前, 对各向异性和旋光性 (chiral) 等复杂媒质中 PBG 结构的分析还不多^[9,10], 且限于用平面波展开法来分析. 本文采用时域伪谱 (PSTD) 法^[11], 建立了双各向异性复杂媒质中 PBG 结构的统一数学模型. 先计算了各向同性介质柱 PBG 结构的色散曲线, 与 PWE 及 FDTD 法的结果相一致. 然后计算了各向异性介质柱 PBG 结构的色散曲线, 得到的第一阻带要比各向同性介质柱情况宽; 并阻带的数目增多

(由原来的两条增加为四条).

2 复杂媒质中 PSTD 法的迭代格式

2.1 PSTD 法简介

在分析复杂媒质中电磁波的传播时, 基于 Yee 网格的 FDTD 差分格式变得十分复杂^[12], 并在实际运算时还需作某些近似处理, 其精度难以保证. 近几年来对 FDTD 法提出过几种改进算法, 尤以 PSTD 法最适合复杂媒质的情况. PSTD 法是 Pseudospectral Time-Domain 的缩写, 首先应用于力学和声学的领域^[13], 而后由 Q H Liu 引入电磁波的计算. 其基本思想是在离散微分形式的麦克斯韦方程时, 仅对时间的微分取中心差分近似, 但对空间的微分进行付里叶变换而不作差分近似, 使空域变换成伪谱域. 由于该方法不受色散条件的限制, 使单元网格可选取得比传统的 FDTD 大, 从而减小计算规模; 另一方面, PSTD 法在划分空间网格时, 将其磁场及电场的各个分量都定义在网格的中心点上, 差分格式比较简单, 适合于建立各类复杂媒质的统一数学模型.

2.2 双各向异性媒质中麦克斯韦方程组的微分形式

在分析不含源点的双各向异性媒质时, 麦克斯韦方程组

收稿日期: 2002-08-08; 修回日期: 2003-10-09

基金项目: 国家自然科学基金项目 (No. 60071007); 中国-新加坡合作研究项目 (No. 2001. 62)

的形式为：

$$\begin{cases} \nabla \times \mathbf{E} = -\partial \mathbf{B} / \partial t \\ \nabla \times \mathbf{H} = \partial \mathbf{D} / \partial t \\ \mathbf{D} = \bar{\mu} \cdot \mathbf{E} + \bar{\mu} \cdot \mathbf{H} \\ \mathbf{B} = \bar{\mu} \cdot \mathbf{H} + \bar{\mu} \cdot \mathbf{E} \end{cases} = \begin{pmatrix} \mu_{xx} & \mu_{xy} & \mu_{xz} \\ \mu_{yx} & \mu_{yy} & \mu_{yz} \\ \mu_{zx} & \mu_{zy} & \mu_{zz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \mu_{xx} & \mu_{xy} & \mu_{xz} \\ \mu_{yx} & \mu_{yy} & \mu_{yz} \\ \mu_{zx} & \mu_{zy} & \mu_{zz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_x \\ H_y \\ H_z \end{pmatrix} \quad (1)$$

将各媒质组成关系的张量展开式代入方程组,可写成：

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial E_x}{\partial t} \\ \frac{\partial E_y}{\partial t} \\ \frac{\partial E_z}{\partial t} \\ \frac{\partial H_x}{\partial t} \\ \frac{\partial H_y}{\partial t} \\ \frac{\partial H_z}{\partial t} \end{pmatrix} = \mathbf{M}^{-1} \begin{pmatrix} \frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \\ \frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \\ \frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \\ \frac{\partial H_x}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \\ \frac{\partial H_y}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \\ \frac{\partial H_z}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \end{pmatrix} \quad (2)$$

记该媒质系数矩阵 \mathbf{M} 的逆矩阵为 \mathbf{M}^{-1} , 其元素 $\{f_{ij} | i, j = 1, \dots, 6\}$ 各取决于 $\bar{\mu}$ 的值. 于是有：

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} -\mu_{xx} & -\mu_{xy} & -\mu_{xz} & -\mu_{xx} & -\mu_{xy} & -\mu_{xz} \\ -\mu_{yx} & -\mu_{yy} & -\mu_{yz} & -\mu_{yx} & -\mu_{yy} & -\mu_{yz} \\ -\mu_{zx} & -\mu_{zy} & -\mu_{zz} & -\mu_{zx} & -\mu_{zy} & -\mu_{zz} \\ \mu_{xx} & \mu_{xy} & \mu_{xz} & \mu_{xx} & \mu_{xy} & \mu_{xz} \\ \mu_{yx} & \mu_{yy} & \mu_{yz} & \mu_{yx} & \mu_{yy} & \mu_{yz} \\ \mu_{zx} & \mu_{zy} & \mu_{zz} & \mu_{zx} & \mu_{zy} & \mu_{zz} \end{pmatrix}$$

$$\mathbf{M}^{-1} = \begin{pmatrix} f_{11} & f_{12} & f_{13} & f_{14} & f_{15} & f_{16} \\ f_{21} & f_{22} & f_{23} & f_{24} & f_{25} & f_{26} \\ f_{31} & f_{32} & f_{33} & f_{34} & f_{35} & f_{36} \\ f_{41} & f_{42} & f_{43} & f_{44} & f_{45} & f_{46} \\ f_{51} & f_{52} & f_{53} & f_{54} & f_{55} & f_{56} \\ f_{61} & f_{62} & f_{63} & f_{64} & f_{65} & f_{66} \end{pmatrix}$$

将式(2)中每一行可写成统一形式：

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} = f_{i1} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) + f_{i2} \left(\frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) + f_{i3} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) + f_{i4} \left(\frac{\partial H_x}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) + f_{i5} \left(\frac{\partial H_y}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) + f_{i6} \left(\frac{\partial H_z}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \quad (3)$$

则式(3)中 $i = 1, 2, 3, 4, 5, 6$ 时, U_i 分别对应于电场的 x, y, z 分量及磁场的 x, y, z 各分量, 该式即为双各异性媒质中的麦克斯韦方程的微分表达式.

2.3 PSTD 法的差分迭代格式

将式(3)中对空间的微分进行付里叶变换, 使空域变换成伪谱域, 消除式中的微分因子, 然后再逆付里叶变换; 对时间的微分仍取中心差分近似. 因而上式中的偏微分方程式离散成 PSTD 法的迭代差分格式：

(1) 取 $i = 1, 2, 3$ 时, U_i 表示电场各分量, $n, n + 1$ 分为第 n 及 $n + 1$ 时间步. 式中 J 为复数符号, FFT 及 FFT^{-1} 分别表示快速付里叶变换及反变换, $\{k_i, i = x, y, z\}$ 对应沿 x, y, z 方向的波矢分量.

$$\begin{aligned} U_i^{n+1}(i, j) = & U_i^n(i, j) + f_{i1} \{ \text{FFT}_y^{-1} \{ J \cdot k_y [\text{FFT}_y (E_z^{n+0.5})] \} \\ & - \text{FFT}_z^{-1} \{ J \cdot k_z [\text{FFT}_z (E_y^{n+0.5})] \} \} + f_{i2} \{ \text{FFT}_z^{-1} \{ J \\ & \cdot k_z [\text{FFT}_z (E_x^{n+0.5})] \} - \text{FFT}_x^{-1} \{ J \cdot k_x [\text{FFT}_x (E_z^{n+0.5})] \} \} \\ & + f_{i3} \{ \text{FFT}_x^{-1} \{ J \cdot k_x [\text{FFT}_x (E_y^{n+0.5})] \} - \text{FFT}_y^{-1} \{ J \\ & \cdot k_y [\text{FFT}_y (E_x^{n+0.5})] \} \} + f_{i4} \{ \text{FFT}_y^{-1} \{ J \cdot k_y [\text{FFT}_y (H_z^{n+0.5})] \} \\ & - \text{FFT}_z^{-1} \{ J \cdot k_z [\text{FFT}_z (H_y^{n+0.5})] \} \} + f_{i5} \{ \text{FFT}_z^{-1} \{ J \\ & \cdot k_z [\text{FFT}_z (H_x^{n+0.5})] \} - \text{FFT}_x^{-1} \{ J \cdot k_x [\text{FFT}_x (H_z^{n+0.5})] \} \} \\ & + f_{i6} \{ \text{FFT}_x^{-1} \{ J \cdot k_x [\text{FFT}_x (H_y^{n+0.5})] \} - \text{FFT}_y^{-1} \{ J \\ & \cdot k_y [\text{FFT}_y (H_x^{n+0.5})] \} \} \end{aligned} \quad (4)$$

(2) 取 $i = 4, 5, 6$ 时, U_i 表示磁场各分量, $n + 1/2, n - 1/2$ 分别为 $n + 1/2$ 及 $n - 1/2$ 时间步.

$$\begin{aligned} U_i^{n+1/2}(i, j) = & U_i^{n-1/2}(i, j) \\ & + f_{i1} \{ \text{FFT}_y^{-1} \{ J \cdot k_y [\text{FFT}_y (E_z^n)] \} - \text{FFT}_z^{-1} \{ J \cdot k_z \\ & [\text{FFT}_z (E_y^n)] \} \} \\ & + f_{i2} \{ \text{FFT}_z^{-1} \{ J \cdot k_z [\text{FFT}_z (E_x^n)] \} - \text{FFT}_x^{-1} \{ J \cdot k_x \\ & [\text{FFT}_x (E_z^n)] \} \} \\ & + f_{i3} \{ \text{FFT}_x^{-1} \{ J \cdot k_x [\text{FFT}_x (E_y^n)] \} - \text{FFT}_y^{-1} \{ J \cdot k_y \\ & [\text{FFT}_y (E_x^n)] \} \} \\ & + f_{i4} \{ \text{FFT}_y^{-1} \{ J \cdot k_y [\text{FFT}_y (H_z^n)] \} - \text{FFT}_z^{-1} \{ J \cdot k_z \\ & [\text{FFT}_z (H_y^n)] \} \} \\ & + f_{i5} \{ \text{FFT}_z^{-1} \{ J \cdot k_z [\text{FFT}_z (H_x^n)] \} - \text{FFT}_x^{-1} \{ J \cdot k_x \\ & [\text{FFT}_x (H_z^n)] \} \} \\ & + f_{i6} \{ \text{FFT}_x^{-1} \{ J \cdot k_x [\text{FFT}_x (H_y^n)] \} - \text{FFT}_y^{-1} \{ J \cdot k_y \\ & [\text{FFT}_y (H_x^n)] \} \} \end{aligned} \quad (5)$$

2.4 PBG 结构色散特性曲线的计算步骤

基于 PSTD 法分析 PBG 结构色散特性的计算过程是：

- (1) 给定初始场值, 该场值需满足周期性边界条件 $(r + L) = \exp(J \cdot L)$ (r) 及 $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$ 及 $\nabla \cdot \mathbf{H} = 0$. 本文所采用的初始场是参照文献[8]而设定: $\mathbf{E} = 0$ 及 $\mathbf{H} = (\mathbf{I} \times \mathbf{k}) e^{j \cdot \mathbf{r} - \omega t}$
- (2) 采用式(4)和式(5)中的迭代差分格式分别计算各电、磁场的值;
- (3) 随机选取采样点数 N 的场值, 并存储各个时间步的场值;
- (4) 计算各时间步的功率值, 然后由 FFT 变换到频域中;
- (5) 找出各个峰值的频率点, 即为该 k 值所对应的一组谐振频率;
- (6) 改变波矢 k 值, 计算一系列对应的谐振频率点;
- (7) 绘制 $k \sim$ 色散曲线图.

3 PSTD 法分析二维 PBG 结构

3.1 二维 PBG 结构的差分格式

3.1.1 简单媒质 对 TM 波, 麦克斯韦方程组被简化为：

$$\begin{cases} \frac{\partial H_x}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \cdot \frac{\partial E}{\partial y} \\ \frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \cdot \frac{\partial E}{\partial x} \\ \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \left(\frac{\partial H_x}{\partial x} - \frac{\partial H_y}{\partial y} \right) \end{cases}$$

其差分格式为:

$$\begin{cases} H_x^{n+0.5}(i,j) = H_x^{n-0.5}(i,j) - \frac{t \cdot C}{\mu_r} \{ FFT_x^{-1} \} (J \cdot K_x \cdot FFT_x [E_z^n]) \\ H_y^{n+0.5}(i,j) = H_y^{n-0.5}(i,j) + \frac{t \cdot C}{\mu_r} \{ FFT_y^{-1} \} (J \cdot K_y \cdot FFT_y [E_z^n]) \\ E_z^{n+1}(i,j) = E_z^n(i,j) + \frac{t \cdot C}{\epsilon} \{ FFT_x^{-1} \} (J \cdot K_x \cdot FFT_x [H_y^{n+0.5}]) \\ - \{ FFT_y^{-1} \} (J \cdot K_y \cdot FFT_y [H_x^{n+0.5}]) \end{cases}$$

对 TE 波,同理可写其差分格式:

$$\begin{cases} E_x^{n+1}(i,j) = E_x^n(i,j) + \frac{t \cdot C}{\epsilon} \{ FFT_x^{-1} \} (J \cdot K_x \cdot FFT_x [H_z^{n+0.5}]) \\ E_y^{n+1}(i,j) = E_y^n(i,j) - \frac{t \cdot C}{\epsilon} \{ FFT_y^{-1} \} (J \cdot K_y \cdot FFT_y [H_z^{n+0.5}]) \\ H_z^{n+0.5}(i,j) = H_z^{n-0.5}(i,j) - \frac{t \cdot C}{\mu_r} \{ FFT_x^{-1} \} (J \cdot K_x \cdot FFT_x [E_y^n]) \\ - \{ FFT_y^{-1} \} (J \cdot K_y \cdot FFT_y [E_x^n]) \end{cases}$$

以上式中的 J 为复数符号,FFT 及 FFT^{-1} 为付里叶变换及反变换。

3.1.2 各向异性媒质

本文以二维各向异性的电磁媒质

$$\bar{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_{11} & \epsilon_{12} & 0 \\ \epsilon_{21} & \epsilon_{22} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_z \end{pmatrix}, \bar{\mu} = \begin{pmatrix} \mu_{11} & \mu_{12} & 0 \\ \mu_{21} & \mu_{22} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_z \end{pmatrix} \text{ 为算例,仍分为 TM}$$

波和 TE 波两种情况。对 TM 波:

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial H_x}{\partial t} \\ \frac{\partial H_y}{\partial t} \end{pmatrix} = M^{-1} \begin{pmatrix} \frac{\partial E}{\partial y} \\ \frac{\partial E}{\partial x} \end{pmatrix}$$

$$M^{-1} = -\frac{1}{\mu_{11} \cdot \mu_{22} - \mu_{12} \cdot \mu_{21}} \begin{pmatrix} \mu_{22} & \mu_{12} \\ -\mu_{21} & \mu_{11} \end{pmatrix}$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \left(\frac{\partial H_x}{\partial x} - \frac{\partial H_y}{\partial y} \right)$$

其差分格式为:

$$\begin{cases} H_x^{n+0.5}(i,j) = H_x^{n-0.5}(i,j) - \frac{\mu_{22}}{\mu_{11} \cdot \mu_{22} - \mu_{12} \cdot \mu_{21}} FFT_y^{-1} \{ J \cdot K_y \cdot FFT_y [E_z^n] \} \\ + \frac{\mu_{12}}{\mu_{11} \cdot \mu_{22} - \mu_{12} \cdot \mu_{21}} FFT_x^{-1} \{ J \cdot K_x \cdot FFT_x [E_z^n] \} \\ H_y^{n+0.5}(i,j) = H_y^{n-0.5}(i,j) + \frac{\mu_{21}}{\mu_{11} \cdot \mu_{22} - \mu_{12} \cdot \mu_{21}} FFT_y^{-1} \{ J \cdot K_y \cdot FFT_y [E_z^n] \} \\ - \frac{\mu_{11}}{\mu_{11} \cdot \mu_{22} - \mu_{12} \cdot \mu_{21}} FFT_x^{-1} \{ J \cdot K_x \cdot FFT_x [E_z^n] \} \\ E_z^{n+1}(i,j) = E_z^n(i,j) + \frac{1}{\epsilon} \{ FFT_x^{-1} [J \cdot K_x \cdot FFT_x (H_y^{n+0.5})] \\ - FFT_y^{-1} [J \cdot K_y \cdot FFT_y (H_x^{n+0.5})] \} \end{cases}$$

对 TE 波,同样可写差分格式为:

$$E_x^{n+1}(i,j) = E_x^n(i,j) + \frac{22}{11 \cdot 22 - 12 \cdot 21} FFT_y^{-1} \{ J \cdot K_y \cdot FFT_y$$

$$\begin{aligned} [H_z^{n+0.5}] \} - \frac{12}{11 \cdot 22 - 12 \cdot 21} FFT_x^{-1} \{ J \cdot K_x \cdot FFT_x [H_z^{n+0.5}] \} \\ E_y^{n+1}(i,j) = E_y^n(i,j) - \frac{21}{11 \cdot 22 - 12 \cdot 21} FFT_y^{-1} \{ J \cdot K_y \cdot FFT_y \\ [H_z^{n+0.5}] \} + \frac{11}{11 \cdot 22 - 12 \cdot 21} FFT_x^{-1} \{ J \cdot K_x \cdot FFT_x [H_z^{n+0.5}] \} \\ H_z^{n+0.5}(i,j) = H_z^{n-0.5}(i,j) + \frac{1}{\mu_z} \{ FFT_x^{-1} [J \cdot K_x \cdot FFT_x (E_y^n)] \\ - FFT_y^{-1} [J \cdot K_y \cdot FFT_y (E_x^n)] \} \end{aligned}$$

3.2 计算结果

为验证用 PSTD 法分析 PBG 结构色散特性的可行性及正确性,本文先计算了各向同性 PBG 结构的色散曲线,其结果与时域有限差分法 (FDTD) 及平面波展开法 (PWE) 有很好的 consistency (见算例 1),然后分析计算了各向异性 PBG 结构的色散曲线(算例 2 和 3),得出有实用价值的结论。

算例 1 在 TM 波情形下,二维各向同性电介质柱的 PBG 结构,正方形的周期单元边长 $L = 12\text{mm}$,介质填充比 $\beta = 0.25$,相对介电常数 $\epsilon_r = 10.2$,相对磁导率 $\mu_r = 1$ 。

由图 1 可见:采用 PSTD 法计算 PBG 结构的色散曲线,存在两条阻带,频率范围分别为 (6.46 ~ 8.34) GHz (相对带宽 25.40%) 和 (11.71 ~ 13.20) GHz (相对带宽 11.96%)。与时域有限差分法 (FDTD) 及平面波展开法的结果有很好的 consistency。

算例 2 在 TM 波情形下,二维磁各向异性介质柱的 PBG 结构,正方形的周期单元边长 $L = 12\text{mm}$,介质填充比 $\beta = 0.25$,相对介电常数 $\epsilon_r = 10.2$;相对磁导率张量记为

$$\mu_r = \begin{pmatrix} \mu_{xx} & \mu_{xy} & 0 \\ \mu_{yx} & \mu_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_z \end{pmatrix},$$

其中 $\mu_{xx} = \mu_{yy} = 5, \mu_z = 1, \mu_{xy}$ 和 μ_{yx} 的值列于以下的图注。

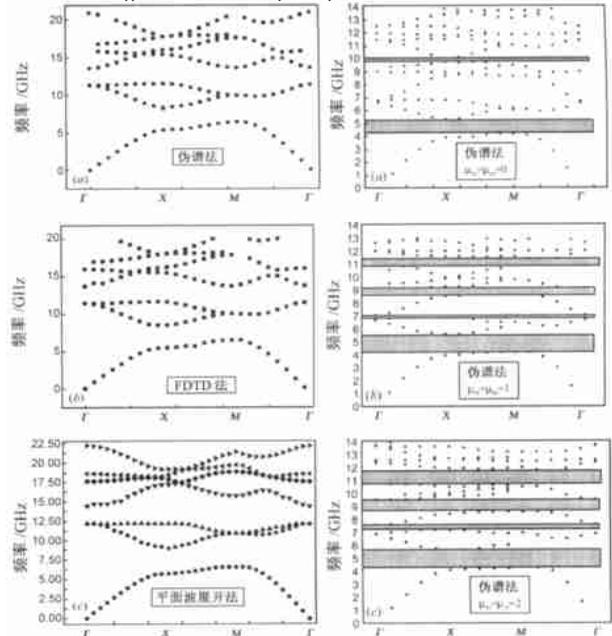


图 1 PSTD、FDID 及 PWE 法 图 2 磁各向异性介质柱 PBG 结构的色散特性(TM 波) 的计算结果比较

在图 2(a) 中, $\mu_{xy} = \mu_{yx} = 0$, 由于 TM 波不含 H_z 分量而与 μ_z 值无关, 可视同 $\mu_r = 5$ 的各向同性媒质 PBG 结构, 其色散曲线图存在两条阻带 (4.26 ~ 5.35) GHz / (9.71 ~ 10.15) GHz. 在图 2(b) 中, 磁晶型 ($\mu_{xy} = \mu_{yx}$) 各向异性媒质 PBG 结构的色散曲线增至四条阻带, 其频率范围分别为: (4.10 ~ 5.62) GHz / (6.65 ~ 7.10) GHz / (8.42 ~ 9.30) GHz / (10.80 ~ 11.42) GHz. 随着各向异性的加剧即 $\mu_{xy} = \mu_{yx}$ 值的增大, 图 2(c) 中的四条阻带 (4.18 ~ 5.80) GHz / (7.15 ~ 7.65) GHz / (8.54 ~ 9.56) GHz / (10.60 ~ 11.79) GHz, 表现出第一阻带逐渐增宽、其中心频率升高的规律. 可见磁各向异性媒质可使 TM 波在 PBG 结构中传播的阻带增宽、阻带条数增多.

算例 3 在 TE 波情形下, 二维电各向异性介质柱的 PBG 结构, 正方形的周期单元边长 $L = 12\text{mm}$, 介质填充比 $\beta = 0.25$,

相对导磁率 $\mu_r = 1$; 相对介电常数张量记为 $\begin{pmatrix} \mu_{xx} & \mu_{xy} & 0 \\ \mu_{yx} & \mu_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{zz} \end{pmatrix}$, 其中 $\mu_{xx} = \mu_{yy} = \mu_{zz} = 10.2$, μ_{xy} 和 μ_{yx} 的值分列于以下的图注.

图 3(a) 中, 即为 $\mu_{xy} = \mu_{yx} = 0$ 的无介质自由空间, 并不存在任何阻带. 在图 3(b) 中, 由于电各向异性而生成两条相距甚近的阻带 (15.55 ~ 16.52) GHz / (17.00 ~ 18.50) GHz.

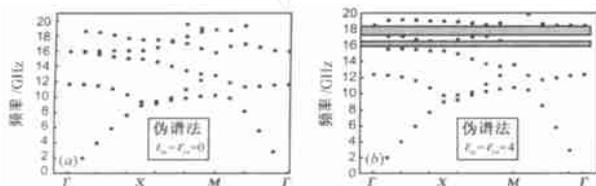


图 3 电各向异性介质柱 PBG 结构的色散特性(TE)

4 结论

本文建立了用时域伪谱 (PSTD) 法研究复杂媒质中 PBG 结构的统一数学模型. PSTD 法的差分迭代格式比 FDTD 法简单、方便, 对各向同性媒质 PBG 结构计算所得的色散曲线, 与 FDTD 法、PWE(平面波展开) 法的结果相一致. 这种优点更适合用于分析各向异性媒质 PBG 结构的色散特性, 例算结果表明: 相对于各向同性媒质的情况, PBG 结构的第一阻带变宽而且上移, 并使阻带的条数增多. 综上所述, 时域伪谱法确是一种计算复杂媒质中 PBG 结构色散特性的有效方法.

参考文献:

[1] E Yablonovitch. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics [J]. Physical Review Letters, 1987, 58 (20) : 2059 - 2062.

[2] F-R Yang, Y X Qian, R Coccioli, T Itoh. Analysis and application of photonic band-gap (PBG) structures for microwave circuits [J]. Electromagnetics, 1999, 19(2) : 241 - 254.

[3] V Radisic, Y X Qian, T Itoh. Broad-band power amplifier using dielectric photonic bandgap structure [J]. IEEE Microwave and Guided Wave Letters, 1998, 18(1) : 13 - 15.

[4] R Hillebrand, W Hergert. Band gap studies of triangular 2D photonic crystals with varying pore roundness [J]. Solid State Communications, 2000, vol. 115 : 227 - 232.

[5] M Sigalas, C M Soukoulis, E N Economou, C T Chan, K M Ho. Photonic band gaps and defects in two dimensions: Studies of the transmission coefficient [J]. Physical Review B, 1993, 48(19) : 14121 - 14126.

[6] C T Chan, Q L Yu, K M Ho. Order-N spectral method for electromagnetic waves [J]. Physical Review B, 1995, 51(23) : 16635 - 16642.

[7] M M Sigalas, C T Chan, K M Ho, C M Soukoulis. Metallic photonic band-gap materials [J]. Physical Review B, 1995, 52(16) : 11744 - 11751.

[8] M M Sigalas, C M Soukoulis, C T Chan, K M Ho. Electromagnetic-wave propagation through dispersive and absorptive photonic-band-gap materials [J]. Physical Review B, 1994, 49(16) : 11080 - 11087.

[9] Z Y Li, L L Lin, B Y Gu, et al. Photonic band gaps in anisotropic photonic crystals [J]. Physica B, 2000, 279 : 159 - 161.

[10] I Abdulhalim. Analytic propagation matrix method for anisotropic magneto-optic layered media [J]. J Opt A: Pure Appl, Opt, 2000, 2 : 557 - 564.

[11] Q H Liu. The PSTD Algorithm: A time-domain method requiring only two cells per wavelength [J]. Microwave and Optical Technology Letters, 1997, 15(3) : 10 - 14.

[12] X L Bao, W X Zhang. FDTD formulation for bi-anisotropic medium [A]. IEEE AP-S International Symposium and USNC/ URSI National Radio Science Meeting [C]. USA: IEEE, 2001 : 566 - 569.

[13] B Fornberg. A practical guide to pseudospectral methods [M]. UK: Cambridge University Press, 1996.

作者简介:

包秀龙 男, 1968 年 10 月生于安徽省贵池市, 现为上海交通大学电子工程系博士后, 主要从事电磁理论, 计算电磁学及光子带隙结构的理论分析和设计.

章文勋 男, 1937 年 12 月生于上海市, 东南大学教授、博士生导师, 中国电子学会会士、IEEE Fellow、IEE Fellow, 主要研究领域为工程电磁理论及计算、天线和传播、微波及毫米波技术.

李乐伟 男, 1961 年生于南京市, 1992 年获澳大利亚 Monash 大学博士学位, 现为新加坡国立大学教授、研究实验室主任, IEEE Senior Member, 主要研究领域为工程电磁理论及计算、电波传播与天线、微波及毫米波技术.