

基于 Dirichlet-to-Neumann 映射分析计算 旋电光子晶体波导结构

李 峥, 胡 真

(河海大学理学院, 江苏 南京 211100)

[摘要] 拓展了 Dirichlet-to-Neumann (DtN) 映射方法, 将其应用于分析二维旋电光子晶体波导结构. 首先基于旋电光子晶体单元晶格的 DtN 映射, 构造出波导结构超级晶格的 DtN 映射, 然后在超级晶格的边界上建立起线性特征值问题进行求解. 由于该方法只需要在晶格的边界上进行离散, 避免了在计算区域内部的离散, 故所涉及的矩阵规模相对较小, 极大地提高了计算速度. 文章最后用数值算例验证了该方法的有效性.

[关键词] 旋电光子晶体波导结构, 数值方法, 特征值问题, Dirichlet-to-Neumann (DtN) 映射

[中图分类号] O242 [文献标志码] A [文章编号] 1001-4616(2023)03-0012-08

Analyzing Gyroelectric Photonic Crystal Waveguides by Dirichlet-to-Neumann Maps

Li Zheng, Hu Zhen

(College of Science, Hohai University, Nanjing 211100, China)

Abstract: In this paper, we extend the Dirichlet-to-Neumann (DtN) map method to analyze two-dimensional gyroelectric photonic crystal (GPhC) waveguides. Based on DtN maps of GPhC unit cells, the DtN map of a supercell can be constructed. Then a linear eigenvalue problem is established on the boundaries of a supercell. Since we avoid discretizing inside the computational domain and only need to discretize on boundaries of unit cells, the matrices obtained in this method are relatively small. Numerical examples are used to illustrate the effectiveness of the proposed method.

Key words: gyroelectric photonic crystal waveguides, numerical methods, eigenvalue problems, Dirichlet-to-Neumann (DtN) maps

光子晶体^[1]是一种新型人造周期性材料, 它由介电常数不同的介质材料在空间中周期排列制作而成. 光子晶体以光的波长尺度为周期, 它最重要的性质是存在光子带隙. 光子带隙是一些特殊的频率区域, 频率落在这些区域内的光波不能在光子晶体内部传播. 基于这个特性, 光子晶体能够用来控制和操纵光的传播. 从而各种光子晶体元件被设计和制造出来, 例如频率滤波器^[2]、拐弯结构^[3]、耦合器^[4]等. 在分析和设计以上这些光子晶体元件过程中, 光子晶体波导结构发挥着重要的作用, 它既可以作为光子晶体元件的基本组成部分, 也可以作为光子晶体元件的输入输出端口. 常见的光子晶体波导结构有两种, 第一种结构位于光子晶体和另一介质的交界面上, 第二种结构是在光子晶体内部引入线缺陷, 破坏其内部的周期性而构成的光子晶体波导管. 传统的光子晶体波导结构通常由各向同性光子晶体制成, 光波在其中可以双向传播. 基于第一种光子晶体波导结构, Ouyang 等设计制造出了能够获得具有低群速度的慢光结构^[5]; Tasolamprou 等模拟分析了光子晶体的暗共振表面态^[6], 这能够用于控制和引导光子晶体表面的辐射. 基于第二种光子晶体波导结构——光子晶体波导管, Singh 等设计制造出了高性能发光二极管^[7], Zhou 等设计制造出了超低功率激光器^[8]等.

收稿日期: 2022-12-19.

基金项目: 国家自然科学基金青年项目(11601118)、中央高校基本科研业务费专项资金资助项目(B200202002).

通讯作者: 胡真, 博士, 副教授, 研究方向: 偏微分方程数值计算. E-mail: huzhen@hhu.edu.cn

近年来,旋电光子晶体得到越来越多的关注与研究,它由在各个方向上具有不同介电常数的旋电材料制成,在外加磁场的作用下可以破坏时间反演对称性,故在第一种波导结构——旋电光子晶体与另一介质的交界面上可以实现光波的单向传输. 基于上述特性,Wu 等作者分析了位于旋电光子晶体和另一介质交界面上的波导结构^[9];Wu 等作者将具有负介电响应的等离子材料引入到旋电材料中来实现可见光波段的电磁波单向传输^[10];董圆圆等设计了可调 TE/TM 波分离器^[11]. 当外加磁场无限大时,旋电材料的介电常数矩阵的非对角元变为零,此时它可以看作单轴材料^[11],由它制成的第二种波导结构——旋电光子晶体波导管具有更多的绝对光子带隙. 基于这一特点,Liu 设计出了耦合器结构^[12],这种全方位耦合机制为光子集成电路元件的设计开辟了新的应用领域.

分析旋电光子晶体波导结构需要计算波导结构中的传输模式. 传输模式沿着波导结构传播,在垂直于波导结构的方向上呈指数衰减. 特别地,存在于第一种旋电光子晶体波导结构——旋电光子晶体和另一介质交界面上的传输模式也被称为表面模式. 计算传输模式需要高效的数值方法. 目前应用较为广泛的数值方法可以分为时间域方法和频率域方法两类. 首先是时间域方法,如时域有限差分法^[13-14]. 由于计算传输模式是分析和求解频率 ω 和 Bloch 传播常数 β 之间的色散关系,与时间无关,所以使用此方法并不方便. 其次是频率域方法,根据选取的特征值不同,可以将其分为两类. 第一类是以频率 ω 的函数为特征值,波数 β 为给定参数建立特征值问题,如平面波展开法^[15-16],有限差分法^[17-18]和有限元法^[19-20],使用这些方法都需要在单元晶格的内部进行离散,所涉及的矩阵规模较大. 此外若是色散介质,以上方法建立的是非线性特征值问题. 第二类是以波数 β 的函数为特征值,频率 ω 为给定参数建立特征值问题,例如传输矩阵法^[21-22]和散射算子法^[23-24]. 但是传输矩阵法在计算过程中容易出现数值不稳定,而计算散射算子比较困难.

近年来,Huang 等作者提出了一种能够有效分析光子晶体结构的数值方法^[25]: Dirichlet-to-Neumann (DtN) 映射方法. 它是一种新的频率域数值方法,主要思想是利用 DtN 映射,将边界上的波动场映射成波动场的法向导数,从而只需要离散计算区域的边界,避免了离散其内部的点,使得运算所涉及的矩阵规模较小,大大提高了计算效率. 目前 DtN 方法已经被广泛用于分析各类光子晶体元件,如:Yuan 等作者分析了正方形周期排列的各向同性光子晶体带隙结构^[26];Huang 等作者分析了正方形周期排列的各向同性光子晶体波导管^[25];Ye 等作者分别计算了三角形和蜂窝状周期排列各向同性光子晶体的等频线^[27];Wang 等作者分析了蜂窝状周期排列的各向同性光子晶体波导结构^[28];Li 等作者分析了有限各向同性光子晶体的透射和反射光谱^[29];Hu 等作者分析了光子晶体拐弯、分支等结构^[30],以及波导结构中的连续谱束缚态^[31-32].

本文拓展了 DtN 映射方法,首次将其应用于分析计算二维旋电光子晶体波导结构. 方法的主要步骤如下:第一步,截取结构的一个周期,即一个超级晶格;第二步,构造出该超级晶格包含的所有不同单元晶格的 DtN 映射;第三步,利用超级晶格内部公共边上波动场法向导数的连续性,构造出超级晶格的 DtN 映射;第四步,利用拟周期边界条件和超级晶格的 DtN 映射,在超级晶格的边界上建立矩阵较小的线性特征值问题进行求解. 文章最后用两个数值算例验证了该方法的有效性:第一个数值算例为位于旋电光子晶体和均匀介质的交界面上的波导结构. 第二个算例为旋电光子晶体波导管结构.

1 控制方程

本文研究二维旋电光子晶体波导结构,即整个结构在垂直于纸面的 z 方向上没有变化. 常见的二维旋电光子晶体通常由两种方法制成,一种是通过在旋电材料上挖空气洞或者在挖好的空气洞内填充各向同性材料,如图 1(a) 所示,其中白色的圆表示各向同性介质柱,灰色的部分是旋电材料;另一种通过在空气中周期性排列旋电材料制成的介质柱,如图 1(b) 所示,其中蓝色的圆表示旋电介质柱.

对于旋电介质,其介电常数 $\boldsymbol{\varepsilon} = \begin{bmatrix} \varepsilon_1 & i\varepsilon_2 & 0 \\ -i\varepsilon_2 & \varepsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_3 \end{bmatrix}$ 是一个矩阵,此时 H-极化下的控制方程为:

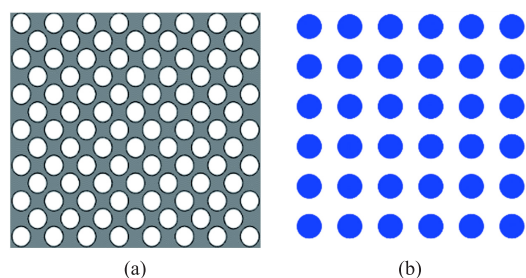


图 1 两种光子晶体结构

Fig. 1 Two kinds of photonic crystals

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2} \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2} \frac{\partial u}{\partial y} \right) + k_0^2 u = 0. \quad (1)$$

对于各向同性介质, $\varepsilon = n^2 \varepsilon$ 为常数, 此时 H-极化下的控制方程为:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{n^2} \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{n^2} \frac{\partial u}{\partial y} \right) + k_0^2 u = 0, \quad (2)$$

式中, u 是磁场的 z 分量, $n = n(x, y)$ 是折射率函数, k_0 是自由空间波数.

旋电介质和各向同性介质在 E-极化下的控制方程没有差别, 均为:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + k_0^2 n^2(x, y) u = 0. \quad (3)$$

式中, u 是电场的 z 分量. 由于 E-极化下旋电介质无法体现出与各向同性介质的差异, 本文主要考虑 H-极化下的情形, 仅在第二个算例中作为比较计算了 E-极化下的结果.

2 单元晶格的 DtN 映射

要分析旋电光子晶体波导结构需要在它的一个周期(超级晶格)上建立特征值问题, 而建立特征值问题需要构造超级晶格的 DtN 映射. 超级晶格由单元晶格构成, 所以首先要构造出单元晶格的 DtN 映射.

下面我们以图 2 中所示的波导结构为例讲述整个步骤. 这一波导结构位于旋电光子晶体(图 1(a))和另一介质的交界面上. 波导结构的一个周期被挑选作为超级晶格, 即图 2 中两条蓝色折线中间的部分. 这一超级晶格包含两种不同类型的正方形单元晶格, 如图 3 所示. 其中图 3(a)所示单元晶格含有各向同性材料制成的介质柱, 介质柱外围是旋电材料. 图 3(b)所示单元晶格不包含介质柱, 晶格内部全部为旋电材料.

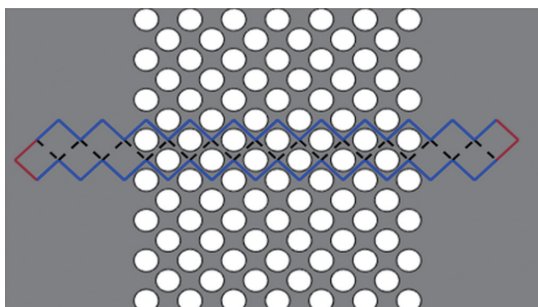


图 2 位于旋电光子晶体与另一介质交界面上的波导结构

Fig. 2 The waveguide located at the interface between the GPhCs and the other medium

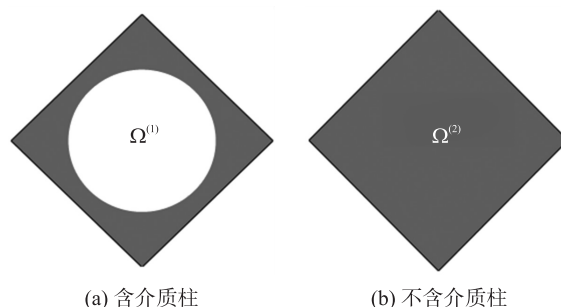


图 3 单元晶格

Fig. 3 The unit cells

单元晶格的 DtN 映射本质上是将单元晶格边界上的波动场 $u(x, y)$ 映射成它的法向导数:

$$\Lambda_u|_{\Gamma} = \frac{\partial u}{\partial \mathbf{v}}|_{\Gamma}. \quad (4)$$

式中, Λ 为 DtN 算子, Γ 为单元晶格边界, \mathbf{v} 为边界 Γ 上的单位法向量.

下面以包含介质柱的单元晶格(图 3(a))为例, 说明单元晶格 DtN 映射的构造过程. 控制方程在单元晶格区域内的通解 u 可由特解的线性组合表示:

$$u(x, y) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} c_m \varphi_m(r) e^{im\theta}, \quad (5)$$

$$\varphi_m(r) = \begin{cases} J_m(k_0 n_2 r), & r < a \\ A_m J_m(k_0 \tilde{n}_1 r) + B_m Y_m(k_0 \tilde{n}_1 r), & r > a \end{cases} \quad (6)$$

式中, c_m 为未知系数, $\varphi_m(r) e^{im\theta}$ 为特解, (r, θ) 为坐标 (x, y) 的极坐标形式, J_m 和 Y_m 为贝塞尔函数, n_2 为各向同性材料制成的介质柱的有效折射率, $\tilde{n}_1 = \frac{\varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2}{\varepsilon_1}$ 为旋电材料的有效折射率, A_m 和 B_m 为未知系数, 可以根据 $\varphi_m(r) e^{im\theta}$ 和电场的切向分量 $E_r(r)$ 在 $r=a$ 处的连续性求得.

由 $\varphi_m(r)e^{im\theta}$ 在 $r=a$ 处的连续性可得:

$$J_m(k_0 n_2 a) = A_m J_m(k_0 \tilde{n}_1 a) + B_m Y_m(k_0 \tilde{n}_1 a). \quad (7)$$

由电场的切向分量 $E_r(r)$ 在 $r=a$ 处的连续性可得:

$$\frac{1}{n_2} \cdot k_0 n_2 J'_m(k_0 n_2 a) = M_1 \cdot (A_m J'_m(k_0 \tilde{n}_1 a) + B_m Y'_m(k_0 \tilde{n}_1 a)) + M_2 \cdot (A_m J_m(k_0 \tilde{n}_1 a) + B_m Y_m(k_0 \tilde{n}_1 a)), \quad (8)$$

$$\text{式中, } M_1 = \frac{-\varepsilon_1}{\varepsilon_2 - \varepsilon_1^2} \cdot k_0 \tilde{n}_1, M_2 = \frac{i\varepsilon_2}{\varepsilon_2 - \varepsilon_1^2} \cdot im \cdot \frac{1}{a}.$$

联立方程(7)、(8)即可求出表达式(6)中的未知系数 A_m 和 B_m . 对于不含有介质柱的单元晶格,由于其晶格内部只由旋电材料制成,故只需在上述过程中取 $n_2 = \tilde{n}_1$ 即可.

如果在单元晶格的每条边上离散 N 个点,那么控制方程的通解 u 就可以用 $4N$ 个特解的线性组合来近似. 然后利用通解 u 和它法向导数 $\frac{\partial u}{\partial \mathbf{v}}$ 的表达式消去未知系数 c_m ,即可得到单元晶格 DtN 映射 Λ 的近似矩阵,其大小为 $4N \times 4N$.

3 超级晶格的 DtN 映射及特征值问题

为方便描述,我们将旋电光子晶体波导结构(图2)中的超级晶格单独取出,如图4所示.

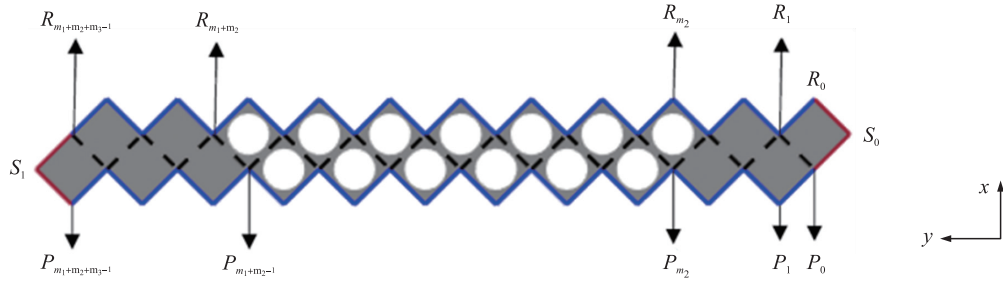


图4 波导结构(图2)的超级晶格

Fig. 4 The supercell of the GPhCs waveguide in Fig. 2

构造超级晶格 DtN 映射的基本思路是:利用超级晶格内部公共边上波动场法向导数的连续性,将这些公共边上的波动场用超级晶格上下边界处的波动场来线性表示;再利用上下边界上各条小边所在的单元晶格的 DtN 映射,最终得到超级晶格的 DtN 映射 M ,即:

$$\frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} \begin{bmatrix} u_0 \\ u_1 \end{bmatrix} = M \begin{bmatrix} u_0 \\ u_1 \end{bmatrix}. \quad (9)$$

将图4所示超级晶格的所有单元晶格从右到左依次记为 $\Omega_1, \Omega_2, \dots, \Omega_{m_1+m_2+m_3}$, 其中 m_1 表示超级晶格中段含有介质柱的单元晶格的数目, m_2, m_3 分别表示超级晶格右段和左段不含有介质柱的单元晶格的数目. 用 $u_{0,i}$ 表示超级晶格下边界 $P_0P_1, P_1P_2, \dots, P_{m_1+m_2+m_3-2}P_{m_1+m_2+m_3-1}$ 上的波动场 ($i=1, 2, \dots, m_1+m_2+m_3-1$), 用 $u_{1,i}$ 表示超级晶格上边界 $R_0R_1, R_1R_2, \dots, R_{m_1+m_2+m_3-2}R_{m_1+m_2+m_3-1}$ 上的波动场 ($i=1, 2, \dots, m_1+m_2+m_3-1$), 用 $v_{1,i}$ 表示超级晶格内部公共边上的波动场 ($i=1, 2, \dots, m_1+m_2+m_3-1$). 由于光波在垂直于波导管的方向上快速衰减,因此在超级晶格左右两边的红色边界 $S_0R_0, S_0P_0, S_1R_{m_1+m_2+m_3-1}, S_1P_{m_1+m_2+m_3-1}$ 上采用零边界条件.

接下来以图5为例叙述如何在超级晶格内部的公共边上建立线性方程. 图5所示为两个相邻的单元晶格 $\Omega_{m_1+m_2}$ 和 $\Omega_{m_1+m_2+1}$, 它们有一条公共边. 分别对 $\Omega_{m_1+m_2}$ 和 $\Omega_{m_1+m_2+1}$ 的 DtN 映射 $\Lambda_{m_1+m_2}$ 和 $\Lambda_{m_1+m_2+1}$ 进行 4×4 分块, 公共边 $R_{m_1+m_2}P_{m_1+m_2-1}$ 上的波动场 v_{1,m_1+m_2} 既属于单元晶格 $\Omega_{m_1+m_2}$ 又属于 $\Omega_{m_1+m_2+1}$, 所以公共边上波动场 v_{1,m_1+m_2} 的法向导数既可以表示成 $\Omega_{m_1+m_2}$ 中的

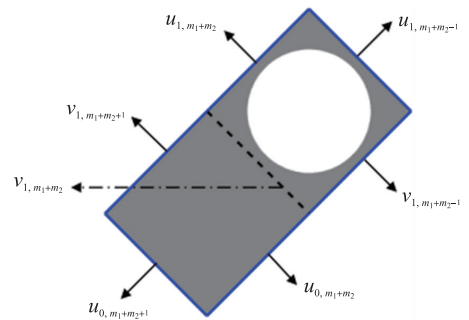


图5 单元晶格 $\Omega_{m_1+m_2}$ 与 $\Omega_{m_1+m_2+1}$

Fig. 5 The unit cells $\Omega_{m_1+m_2}$ and $\Omega_{m_1+m_2+1}$

每条边上的波动场 $u_{1,m_1+m_2}, v_{1,m_1+m_2}, v_{1,m_1+m_2-1}, u_{1,m_1+m_2-1}$ 的线性组合,也可以表示成 $\Omega_{m_1+m_2+1}$ 中的每条边上的波动场 $v_{1,m_1+m_2+1}, u_{0,m_1+m_2+1}, u_{0,m_1+m_2}, v_{1,m_1+m_2}$ 的线性组合,再根据公共边上波动场的法向导数的连续性,可以建立公共边上的波动场和其他边上波动场的线性关系. 将超级晶格中所有公共边上的波动场都同样进行代换,从而所有内部公共边上的波动场 v 可以由超级晶格上下边界上的波动场 u_0, u_1 线性表出:

$$C_0 v = C_1 \begin{bmatrix} u_0 \\ u_1 \end{bmatrix}, \quad (10)$$

式中, C_0 是 $sN \times sN$ 矩阵, C_1 是 $sN \times 2sN$ 矩阵. 另一方面,对于超级晶格的上下边界,可以利用每一个单元晶格的 DtN 映射表示出边界上波动场的法向导数,即:

$$\frac{\partial}{\partial v} \begin{bmatrix} u_0 \\ u_1 \end{bmatrix} = D_0 \begin{bmatrix} u_0 \\ u_1 \end{bmatrix} + D_1 v, \quad (11)$$

式中, D_0 是 $2sN \times 2sN$ 矩阵, D_1 是 $2sN \times sN$ 矩阵. 利用公式(10)将公式(11)中的 v 用 u_0, u_1 代换,即可得 $M = D_0 + D_1 C_0^{-1} C_1$, 其中 M 是 $2sN \times 2sN$ 矩阵, $s = m_1 + m_2 + m_3 - 1$.

波导结构中的表面模式是控制方程的特解,形式如下:

$$u(x, y) = e^{-i\beta x} \Psi(x, y), \quad (12)$$

式中, β 是传播常数, $\Psi(x, y)$ 是在 x 方向上以 L 为周期的周期函数. 将 M 进行 2×2 分块,再利用拟周期边界条件:

$$u_1 = e^{-i\beta L} u_0, \partial_v u_1 = e^{-i\beta L} \partial_v u_0,$$

最终得到求解 Bloch 模的线性特征值问题:

$$\begin{bmatrix} M_{11} & -I \\ M_{21} & O \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_0 \\ \partial_v u_0 \end{bmatrix} = e^{-i\beta L} \begin{bmatrix} -M_{21} & O \\ -M_{22} & I \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_0 \\ \partial_v u_0 \end{bmatrix}. \quad (13)$$

4 数值算例

在这一节中,我们通过分析两种不同类型的旋电光子晶体波导结构来验证本文方法的有效性. 第一个算例是位于旋电光子晶体与另一介质交界面上的波导结构,第二个算例是旋电光子晶体波导管.

第一个算例中的波导结构由 Wu 等人提出^[9],它位于旋电光子晶体和另一介质的交界面上. 在文章中,作者将层状金属和旋电介质结合构成旋电各向异性材料,将层状金属和普通介质结合构成各向同性材料,在旋电材料中挖空气洞并用各向同性材料填充制成旋电光子晶体. 通过利用有效折射率方法^[10]能够将这一结构转化为二维问题(图 2)进行计算. 当外加磁场为 600 THz(光学频率)时,旋电光子晶体的介电

常数矩阵为 $\begin{bmatrix} 0.1 & 0.7i & 0 \\ -0.7i & 0.1 & 0 \\ 0 & 0 & 108.7 \end{bmatrix}$, 介质柱的介电常数为 4, 半径 $a_1 = 0.45L$. 取 $m_1 = 9, m_2 = 7, m_3 = 6, N = 7$,

则本文中线性特征值问题所涉及的矩阵大小为 308×308 . 计算结果如图 6 所示.

图 6 中红色虚线上的点表示右侧介质与旋电光子晶体交界面上的单向表面模式,蓝色实线上的点则表示左侧介质与旋电光子晶体交界面上的单向表面模式. 计算结果同文献[9]中使用有限元方法算得的结果一致. 在红色实线上选取点 $A_1(0.0073, 0.5275)$, 此点表示当归一化频率为 $f = \omega L / 2\pi c = 0.5275$ 时,存在传播常数为 $\beta L / 2\pi = 0.0073$ 的单向表面模式. 点 A_1 对应的磁场分布图如图 7 左图所示,能够明显看出能量集中在图 2 结构的右侧界面处,在垂直于交界面的方向上快速衰减到 0. 在蓝色实线上选取点 $A_2(-0.0073, 0.5275)$, 点 A_2 对应的磁场图如图 7 右图所示,能量集中在图 2 结构的左侧界面上.

第二个算例中的波导结构由 Liu 等作者^[12]提出,它

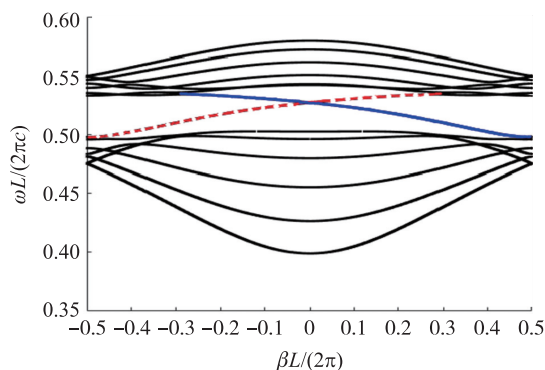


图 6 波导结构(图 2)的色散曲线

Fig. 6 The dispersion curves of the structure in Fig. 2

是基于碲(Te)制造的光子晶体波导管结构,如图 8 所示. 由碲制成的介质柱呈正方形周期排列在空气中,通过去除不相邻的两排介质柱形成了波导结构. 碲可以看作是旋电介质在外加磁场无限大时的特殊形式^[11],其介电常数为一个矩阵,只是非对角元素全为 0.

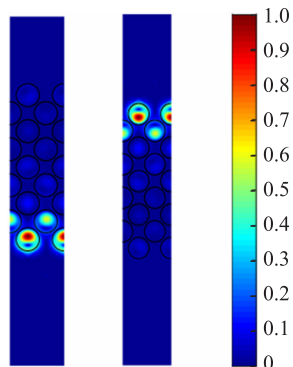


图 7 点 $A_1(0.0073, 0.5275)$ 、 $A_2(-0.0073, 0.5275)$

对应传输模式的磁场分布图

Fig. 7 The field patterns of the points(0.007 3,0.527 5)

and (-0.007 3,0.527 5)

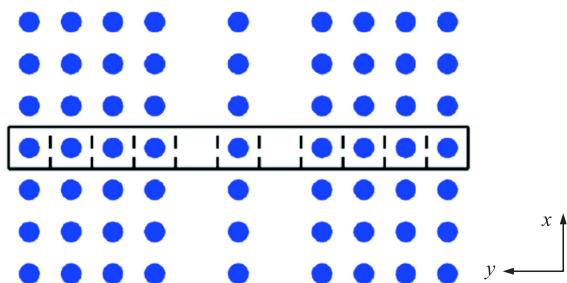


图 8 波导管结构图

Fig. 8 The structure of GPhC waveguide

该波导结构的超级晶格为图 8 中用黑色线条框出的长方形. 该超级晶格包含两种不同的正方形单元晶格,在构造他们的 DtN 映射时需要注意此时介质柱部分为旋电材料,介质柱外围是各向同性材料,故控制方程的特解形式需要相应改变.

此算例中介质柱的介电常数矩阵为 $\begin{bmatrix} 4.8 & 0 & 0 \\ 0 & 4.8 & 0 \\ 0 & 0 & 6.2 \end{bmatrix}$,半径 $a_1 = 0.35L$. 在 TE 和 TM 模式下分别计算出

波导管的色散曲线,计算结果如图 9(a)、(b)所示,可以看出 TE 模式下波导管中不存在传输模式,光波只能在 TM 模式下传播和实现耦合. 我们的结果同 Liu 等作者^[12]使用平面波展开方法算得的结果一致.

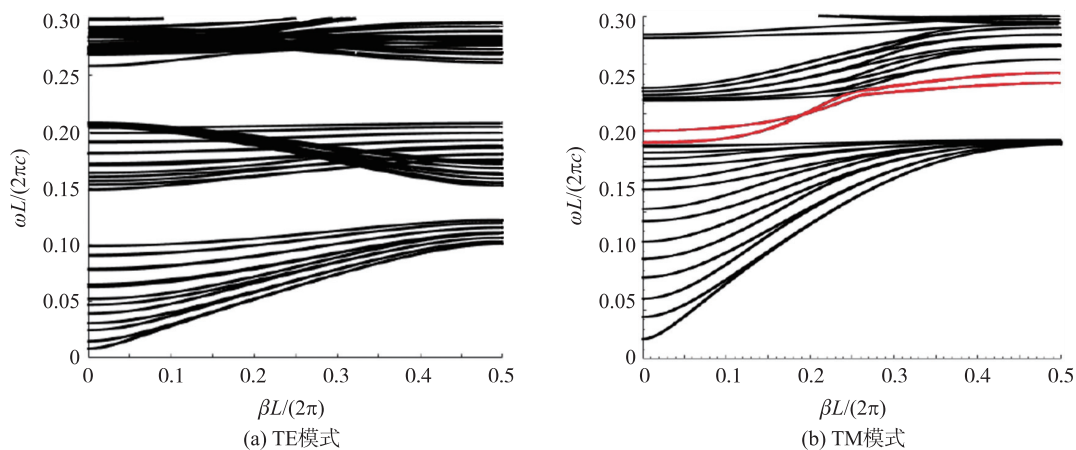


图 9 色散曲线

Fig. 9 The dispersion curves

5 结论

本文拓展了 DtN 映射方法,将其应用于分析二维旋电光子晶体波导结构. DtN 映射方法避免了在计算区域的内部进行离散,使得最终建立的是矩阵规模较小的线性特征值问题,极大地提高了计算速度,有助于优化与设计出性能更好的旋电光子晶体波导结构.

在本文所研究的结构中,介质柱截面都是标准圆形,所以在构造单元晶格的 DtN 映射时可以直接利用柱面波展开法将通解表示为特解的线性组合. 如果介质柱的截面不再是标准圆形,而是三角形、椭圆等

其他形状,文中的 DtN 映射构造方法将不再适用,为此将需要用边界积分方程等方法重新构造单元晶格的 DtN 映射,这是接下来的研究工作之一. 此外本文研究的是标准的二维结构,整个结构在垂直于纸面的 z 方向上没有变化,接下来也会针对在 z 方向上有限厚度的三维结构,利用垂直方向模展开方法开展相关研究.

[参考文献]

- [1] JOANNOPOULOS J D, JOHNSON S G, WINN J N, et al. Photonic crystals: Molding the flow of light[M]. Second Edition. Princeton: Princeton University Press, 1995.
- [2] OGUSU K, TAKAYAMA K. Transmission characteristics of photonic crystal waveguides with stubs and their application to optical filters[J]. Optics letters, 2007, 32(15): 2185–2187.
- [3] MEKIS A, CHEN J C, KURLAND I, et al. High transmission through sharp bends in photonic waveguides[J]. Physical review letters, 1996, 77(18): 3787–3790.
- [4] KOSHIBA M, TSUJI Y, HIKARI M. Time-domain beam propagation method and its application to photonic crystal circuits[J]. Journal of lightwave technology, 2002, 18(1): 102–110.
- [5] OUYANG C, XIONG Z, ZHAO F, et al. Slow light with low group-velocity dispersion at the edge of photonic graphene[J]. Physical review A, 2011, 84(1): 3442–3448.
- [6] TASOLAMPROU A C, ZHANG L, ECONOMOU E N, et al. Supporting information: Surface states on photonic crystals as hybrid dielectric meta surface bound states of the termination layer[J]. American chemical society photonics, 2020, 7(10): 2842–2849.
- [7] SINGH B R, RAWAL S, SINHA R K. Chirped photonic crystal with different symmetries for asymmetric light propagation[J]. Applied physics A, 2016, 122(6): 1–7.
- [8] ZHOU T, TANG M, XIANG G, et al. Continuous-wave quantum dot photonic crystal lasers grown on on-axis Si(001) [J]. Nature communications, 2020, 11(1): 147369.
- [9] WU Y H, LI X X, FANG Y T. Evolution and Reversal of topological edge states in optical frequencies from two-dimensional photonic crystal[J]. Journal of optics, 2020, 22(10): 102–105.
- [10] WU X, YE F, MERLO J M, et al. Topologically protected photonic edge states in the visible in plasmo-gyroelectric metamaterials[J]. Advanced optical materials, 2018, 6(15): 1800119.1–1800119.5.
- [11] 董圆圆. 电磁波在回旋介质中传播特性的研究[D]. 北京: 北京交通大学, 2016.
- [12] LIU C Y. Efficient omnidirectional couplers achieved by anisotropic photonic crystal waveguides[J]. Physics letters A, 2009, 373(34): 3061–3066.
- [13] ZHANG Z, DAINESE M, WOSINSKI L, et al. Optical filter based on two-dimensional photonic crystal surface-mode cavity in amorphous silicon-on-silica structure[J]. Applied physics letters, 2007, 90(4): 041108.
- [14] CHAN C T, YU Q L, HO K M. Order-N spectral method for electromagnetic waves[J]. Physical review B, 1995, 51(23): 16635–16642.
- [15] LEUNG K M, LIU Y F. Full vector wave calculation of photonic band structures in face-centered-cubic dielectric media[J]. Physical review letter, 1990, 65(21): 2650–2653.
- [16] OVIEDO I, MENDEZ R A, MANZANARES B. The plane wave expansion method applied to thin plates[J]. The journal of the acoustical society of America, 2011, 130(4): 2346–2346.
- [17] YANG H. Finite difference analysis of 2-D photonic crystals[J]. IEEE transactions on microwave theory and techniques, 1996, 44(12): 2688–2695.
- [18] YU C P, CHANG H C. Applications of the finite-difference frequency-domain mode solution method to photonic crystal structures[J]. Optical and quantum electronics, 2004, 36(1): 145–163.
- [19] AXMANN W, KUCHMENT P. An Efficient finite element method for computing spectra of photonic and acoustic band-gap materials: I. scalar case[J]. Journal of computational physics, 1999, 150(2): 468–481.
- [20] ZHANG Q, LI X. One-way rotating photonic crystal ring resonator with high quality factor[J]. IEEE photonics journal, 2018, 10(3): 1–10.
- [21] PENDRY J B. Calculating photonic band structure[J]. Journal of physics: condensed matter, 1996, 8(9): 1085–1108.
- [22] PENDRY J B, MACKINNON A. Calculation of photon dispersion relations[J]. Physical review letters, 1992, 69(19): 2772–

2775.

- [23] DOOSOIU K B,BYRNE M A,BOTTEN L C,et al. Finite element computation of grating scattering matrices and application to photonic crystal band calculations[J]. Journal of computational physics,2006,219(1) :120–143.
- [24] BOTTEN L,NICOROVICI N,MCPHEDRAN R,et al. Photonic band structure calculations using scattering matrices [J]. Physical review E statistical nonlinear & soft matter physics,2001,64(4) :046603.1–046603.18.
- [25] HUANG Y,LU Y Y. Scattering from periodic arrays of cylinders by Dirichlet-to-Neumann maps [J]. Journal of lightwave technology,2006,24(9) :3448–3453.
- [26] YUAN J,LU Y Y. Photonic bandgap calculations with Dirichlet-to-Neumann maps [J]. Journal of the optical society of America A optics image science & vision,2006,23(12) :3217–3222.
- [27] YE C,HU Z. Computing equifrequency contours of two-dimensional photonic crystals by Dirichlet-to-Neumann maps [J]. Journal of modern optics,2016,64(2) :196–204.
- [28] WANG M,HU Z. Analyzing honeycomb photonic crystal waveguides by Dirichlet-to-Neumann maps [J]. Optical and quantum electronics,2019,51(6) :194.1–194.14.
- [29] LI S,LU Y Y. Multipole Dirichlet-to-Neumann map method for photonic crystals with complex unit cells [J]. Journal of the optical society of America A optics image science & vision,2007,24(8) :2438–2442.
- [30] HU Z,LU Y Y. Efficient analysis of photonic crystal devices by Dirichlet-to-Neumann maps [J]. Optics express,2008,16(22) :17383–17399.
- [31] HU Z,LU Y Y. Propagating bound states in the continuum at the surface of a photonic crystal [J]. Journal of the optical society of America B,2017,34(9) ,1878–1883.
- [32] HU Z,LU Y Y. Resonances and bound states in the continuum on periodic arrays of slightly noncircular cylinders [J]. Journal of physics B,2018,51(3) :035402.

[责任编辑:陆炳新]