

文章编号：2095—0411（2011）02—0070—04

单负材料一维光子晶体的带隙和局域模特性^{*}

张辉霞，杨 烨，王 光，陈宪锋
（常州大学 数理学院，江苏 常州 213164）

摘要：利用传输矩阵法研究了由两种单负材料构成的一维周期性结构的透射谱。研究发现，单负材料光子晶体中存在着一个特殊的禁带，禁带宽度取决于两种单负材料的厚度比，而与晶格常数、入射角无关。在光子晶体中引入缺陷，可以在禁带中出现局域模。随着缺陷层厚度的增加，局域模向低频方向移动。随着入射角的增大，局域模会发生改变。在一定条件下，可以实现 TE 或 TM 局域模的全向透射。

关键词：单负材料；光子晶体；局域模；传输矩阵
中图分类号：O 141 **文献标识码：**A

Study of the Bandgap and Defect Modes of an One—Dimensional Photonic Crystal Containing Single—Negative—Materials

ZHANG Hui—xia, YANG Ye, WANG Guang, CHEN Xian—feng
(School of Mathematics and Physics, Changzhou University, Changzhou 213164, China)

Abstract: Using Transfer matrix method, the transmission spectrum of one—dimensional periodic structure composed of two single—negative materials has been studied. It has been found that there is a special forbidden band in photonic crystal. The bandgap depends on the thickness ratio of the two single—negative materials, but it has no relation with lattice constant and the angle of incidence. Local mode in the forbidden band results with the introduction of defects. The local mode moves in the direction of low frequency as the defect layer thickness increases, and it also changes as the angle of incidence increases. The omnidirectional transmission of TE or TM local mode can be achieved under certain conditions.

Key words: single—negative materials; photonic crystal; defect mode; transfer matrix

自从 1987 年美国新泽西州的贝尔通讯研究中心的 Yablonovitch 和普林斯顿大学的 John 提出了光子晶体的概念^[1,2]，由多种介电材料周期排列组合而成的光子晶体越来越受到科研工作者的关注。光子晶体的两个明显的特征：一是光子带隙对原子的自发辐射的抑制作用；二是光子的局域化。利用掺杂光子晶体可以制造高效率 and 零阈值的激光

器^[3]、高品质的激光谐振腔^[4]等。
近年来利用单元结构的局域响应机制构造出了一种新型的材料—特异材料^[5—7]，在特定的波段内，该材料的介电常数和磁导率这两个物理量中可以出现一个或两个为负值。其中两个均为负值的称为双负材料或左手材料，而一个为负值的称为单负材料，有负 ϵ 材料（ENG）和负 μ 材料（MNG）

^{*} 收稿日期：2011—02—25

作者简介：张辉霞（1978—），女，山东济宁人，硕士生；通讯联系人：陈宪锋。

两种。

本文研究由两种单负材料构成的一维周期性结构，利用传输矩阵法研究其带隙特点，并在这种周期结构中引入缺陷，研究局域模的有关特性。

1 模型与理论

由两种单负介质材料 A、B 周期性排列构成的一维光子晶体结构为 $(AB)^N$ 。不妨令 A 为 ENG 材料，层厚为 d_1 ；B 为 MNG 材料，层厚为 d_2 ； N 是晶体周期数。而含缺陷层的光子晶体结构为 $(AB)^{N_1}D(AB)^{N_2}$ ，其中缺陷层 D 是普通介质，折射率为 n ，厚度为 d 。

单负材料 ENG 和 MNG 的物质参数取为^[7]

$$\begin{cases} \text{ENG: } \epsilon_1 = 1 - \frac{100}{\omega^2}, \mu_1 = 3 \\ \text{MNG: } \epsilon_2 = 3, \mu_2 = 1 - \frac{100}{\omega^2} \end{cases} \quad (1)$$

这些色散特性利用周期性的 LC 传输线很容易实现^[6]，角频率的单位为 GHz。

当电磁波入射到光子晶体上时，每一层介质 j 的传输矩阵 \mathbf{M}_j 可用下式表示^[8]

$$\mathbf{M}_j = \begin{bmatrix} \cos k_{zj} & -\frac{i}{\eta_j} \sin k_{zj} \\ -i\eta_j \sin k_{zj} & \cos k_{zj} \end{bmatrix} \quad (2)$$

式中， $k_{zj} = i \frac{\omega}{c} \sqrt{\sin^2 \theta - \epsilon_j \mu_j}$ （单负材料）或 $k_{zj} =$

$\frac{\omega}{c} \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}$ （普通介质）， θ 为入射角， ϵ_j 、 μ_j

是介质层 j 的相对介电常数和相对磁导率。有效导

纳 η_j 的表达式为 $\eta_j = \frac{k_{zj}}{\omega \mu_0 \mu_j}$ （TE）或 $\eta_j = \frac{\omega \epsilon_0 \epsilon_j}{k_{zj}}$

（TM），晶体外侧空气介质的导纳为 η_0 。

整个光子晶体的总传输矩阵为

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_1 \mathbf{M}_2 \cdots = \begin{bmatrix} a & b \\ c & d \end{bmatrix}$$

光子晶体的透射率为

$$T = \frac{4}{|a + b\eta_0 + c/\eta_0 + d|^2} \quad (3)$$

2 结果与讨论

2.1 零 ϕ_{eff} 带

根据式（1）的色散关系，当入射电磁波的角频率低于 10GHz 时，A、B 介质层体现出单负特性。本文主要研究在这一频段，由单负材料构成的

一维光子晶体的有关传输特性。

利用上述传输理论研究了无缺陷光子晶体的透射谱，如图 1 所示。图 1 给出了垂直入射时一维光子晶体 $(AB)^{20}$ 的透射谱，数值模拟时介质 A、B 的相关参数标注于图中。虽然在这一频段，每一层介质都是单负特性，电磁波在单一介质材料中传输时是倏逝波，但是由于在不同的单负材料层中这种倏逝波的特性不同，通过不同介质层中不同倏逝波之间的相互作用，还是可以形成通带，这从图 1 很容易看出。此外图 1 还发现，这种单负材料光子晶体存在着一个特殊的禁带。这不同于普通光子晶体中由于周期性结构的多重 Bragg 散射形成的带隙（与晶格标度有关），该特殊禁带源于倏逝模之间的相互作用，是由局域共振机制产生，在禁带中心满足 $|k_{z1}d_1| = |k_{z2}d_2|$ ，即有效相位为零，因此被称为零 ϕ_{eff} 带^[7]。

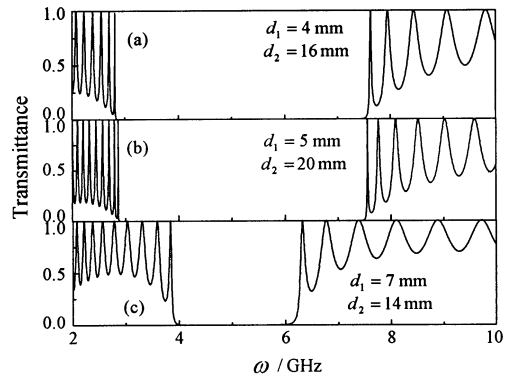


图 1 光子晶体 $(AB)^{20}$ 的透射谱

Fig. 1 Transmission spectra of photonic crystal $(AB)^{20}$

零 ϕ_{eff} 带的带宽与 d_1 、 d_2 的具体尺寸无关，仅依赖于 d_1/d_2 的值。图 2 给出了 d_1/d_2 不同时零 ϕ_{eff} 带的带宽变化。从图 2 可以看出，当 $\frac{d_1}{d_2} = 1$ 时禁带消失，特别是对于 5GHz 的电磁波，光子晶体彻底透明^[9]。

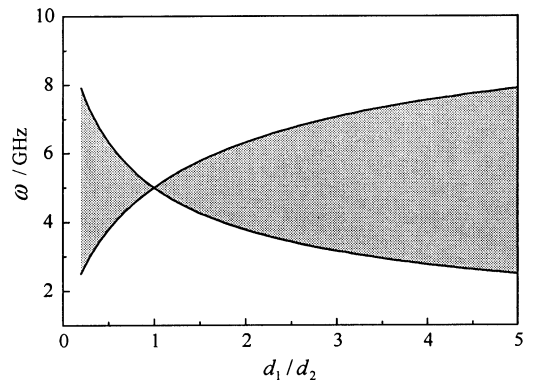


图 2 不同 d_1/d_2 比值时的禁带结构

Fig. 2 Bandgap structure of different d_1/d_2

当 $d_1 \neq d_2$ 时, 随着两介质层厚度比值差异的增加, 带宽增加。禁带的带边位置由下式决定

$$\begin{aligned} \bar{\epsilon}(\omega) &= \frac{\epsilon_1 d_1 + \epsilon_2 d_2}{d_1 + d_2} = 0 \\ \bar{\mu}(\omega) &= \frac{\mu_1 d_1 + \mu_2 d_2}{d_1 + d_2} = 0 \end{aligned} \tag{4}$$

进一步的研究还发现, 这一零 ϕ_{eff} 带还与入射电磁波的入射方向无关, 是一个全向反射带。这些特性均与传统的 Bragg 带不同, 利用这些特性, 可以制作优良的全反射镜。

2.2 局域模特性

在晶体中引入缺陷, 可以在禁带中出现局域模。对于缺陷光子晶体 $(\text{AB})^5\text{D}(\text{AB})^5$, 垂直入射时的透射谱如图 3 所示。数值模拟时 A、B 层的厚度分别为 $d_1 = 4\text{mm}$ 、 $d_2 = 16\text{mm}$, 缺陷层 D 为空气 $n=1$, 厚度 d 取 0、50、100、150mm。从图 3 可以发现, 随着缺陷层厚度的增加, 在禁带 (2.8–7.5GHz) 中出现的局域模, 从高频端出现向低频端移动, 这一移动规律与普通光子晶体中的局域模变化规律一致^[10]。

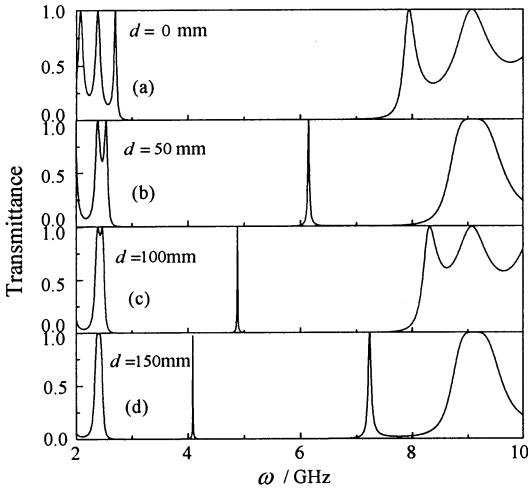


图 3 缺陷层厚度对局域模的影响

Fig. 3 Effects of defect layer thickness on the localized modes

垂直入射时 TE 模和 TM 模的透射谱是一模一样的, 禁带中的局域模完全重合, 但是斜入射时它们将显示出不同的规律。图 4 显示了斜入射时缺陷光子晶体 $(\text{AB})^5\text{D}(\text{AB})^5$ 的透射谱。数值模拟中, $d_1 = 4\text{mm}$ 、 $d_2 = 16\text{mm}$, $d = 50\text{mm}$, 而入射角取不同数值。从图 4 可以看出, 随着入射角的增大, TE、TM 模逐渐分开, TM 局域模的频率逐渐增大, 而 TE 局域模的频率始终位于 6.12GHz

处。利用这一特点可以制成偏振分束器。

为了能清晰分析入射角对不同局域模的影响, 计算了不同缺陷层厚度时的局域模的偏振特性, 如图 5 所示。在图 5 中, 缺陷光子晶体 $(\text{AB})^5\text{D}(\text{AB})^5$ 的各层厚度为 $d_1 = 4\text{mm}$ 、 $d_2 = 16\text{mm}$, 而空气缺陷层厚度 d 取 30、50、90mm。从图 5 可以发现, 垂直入射时 TE、TM 局域模的频率相同, 但随空气缺陷层的厚度增加而减小, 其变化规律可参阅图 3。斜入射时 TM 局域模的频率随入射角的增大而增大, 但 TE 局域模的变化规律却与缺陷层的厚度有关。当空气缺陷层厚度 $d < 50\text{mm}$ 时, TE 局域模的频率随角度的增大逐渐减小; 当 $d > 50\text{mm}$ 时, TE 局域模的频率随角度的增大而增大, 但是它们的频率变化范围要远小于 TM 局域模的频率变化范围; 当 $d = 50\text{mm}$ 时 TE 局域模的频率始终保持不变。对于普通介质构成的光子晶体, 其局域模与偏振态有关, 若用作滤波器只能在特定的角度进行。而本文的这种结构, 可实现 TE 局域模的全向透射, 利用这一特性可以制成全向滤波器。

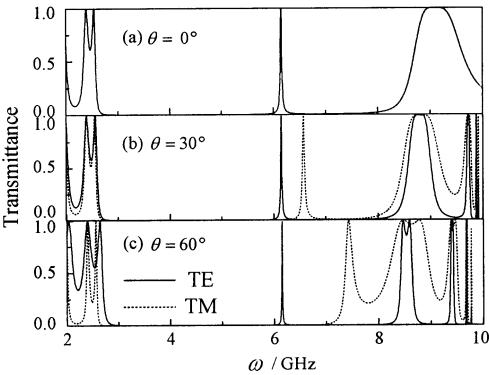


图 4 入射角对局域模的影响

Fig. 4 Effects of incident angle on the resonant modes

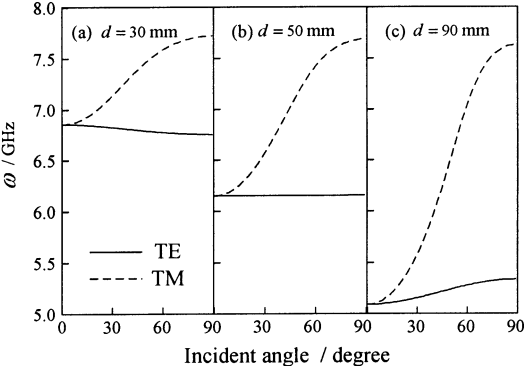


图 5 缺陷层厚度不同时局域模的偏振特性

Fig. 5 Polarization properties of defect modes for different defect layer thickness

上面研究了单负层的厚度 $d_1/d_2 < 1$ 的情形,

禁带是图 2 中的左侧区域, 如果禁带取自图 2 中的右侧区域又如何。如果单负材料层的厚度为 $d_1 = 16\text{mm}$ 、 $d_2 = 4\text{mm}$, 则无缺陷光子晶体的透射谱同图 1 (a) 一模一样, 但禁带位于图 2 中的右侧区域。在光子晶体中引入缺陷后, 禁带中出现的局域模也有图 3 所示的变化规律, 但是局域模的偏振特性却与图 4、图 5 不同, 图 6 绘出了缺陷光子晶体 $(\text{AB})^5\text{D}(\text{AB})^5$ 的局域模的偏振特性曲线, 缺陷层厚度 $d = 50\text{mm}$ 。对比图 6 和图 5 (b), TE、TM 局域模的变化规律刚好对换, 现在这一结构可以实现 TM 局域模的全向透射。

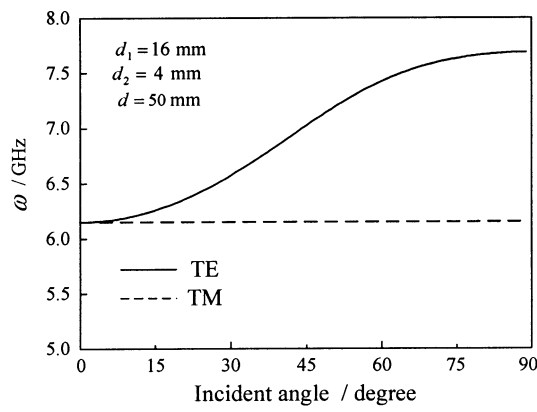


图 6 缺陷光子晶体 $(\text{AB})^5\text{D}(\text{AB})^5$ 的局域模的偏振特性

Fig. 6 Polarization properties of defect modes of crystal $(\text{AB})^5\text{D}(\text{AB})^5$

产生这一差异的原因是, 缺陷层 D 两侧的反射镜实际上都是一个单负材料光子晶体, 该反射镜的有效介电常数和有效磁导率分别为 $\bar{\epsilon}(\omega) = \frac{\epsilon_1 d_1 + \epsilon_2 d_2}{d_1 + d_2}$, $\bar{\mu}(\omega) = \frac{\mu_1 d_1 + \mu_2 d_2}{d_1 + d_2}$ 。在图 2 中的左侧, $\frac{d_1}{d_2} < 1$, 故 $\bar{\epsilon}(\omega) > 0$ 、 $\bar{\mu}(\omega) < 0$, 反射镜整体上呈现出 MNG 特性; 而在图 2 中右侧 $\frac{d_1}{d_2} > 1$, $\bar{\epsilon}(\omega) < 0$ 、 $\bar{\mu}(\omega) > 0$, 反射镜整体上呈现出 ENG 特性。正是这一差异, 导致缺陷光子晶体的局域模的偏振特性刚好相反。这方面的研究可参阅文献 [11] 的相关工作。

3 结 论

利用传输矩阵法研究了由两种单负材料构成的

一维周期性结构的透射谱。研究发现, 单负材料光子晶体中存在着一个特殊的禁带——零 ϕ_{eff} 带。禁带宽度取决于两种单负材料的厚度比, 而与晶格常数、入射角无关。在光子晶体中引入缺陷, 可以在禁带中出现局域模。随着缺陷层厚度的增加, 局域模向低频方向移动。随着入射角的增大, 局域模会发生改变, 但在一定条件下, 可以实现 TE 或 TM 局域模的全向透射。

参考文献:

- [1] Yablonovitch E. Inhibited spontaneous emission in solid—state physics and electronics [J]. Phys Rev Lett, 1987, 58 (20): 2 059—2 062.
- [2] John S. Strong localization of photonics in certain disordered dielectric superlattices [J]. Phys Rev Lett, 1987, 58 (23): 2 486—2 489.
- [3] Yakoyama H, Nishi K, Anan T, et al. Controlling spontaneous emission and threshold—less laser oscillation with optical microcavities [J]. Optical and Quantum Electronics, 1992, 24: s245—s275.
- [4] Villeneuve P R, Fan S, Joannopoulos J D. Microcavities in photonic crystals: mode symmetry, tenability, and coupling efficiency [J]. Phys Rev B, 1996, 54 (11): 7 837—7 842.
- [5] Shelly R A, Smith D R, Schultz S. Experimental verification of a negative index of refraction [J]. Science, 2001, 292: 77—79.
- [6] Eleftheriades G V, Iyer A K, Kremer P C. Planar negative refractive index media using periodically L—C loaded Transmission lines [J]. IEEE Trans Microwave Theory Tech, 2002, 50 (12): 2 702—2 712.
- [7] Jiang H T, Chen H, Li H Q, et al. Properties of one—dimensional photonic crystals containing single—negative materials [J]. Phys Rev E, 2004, 69 (6): 066607.
- [8] 唐丽, 陈宪锋, 沈小明, 等. 含单负或双负介质光子晶体的传输矩阵和色散关系 [J]. 江苏工业学院学报, 2007, 19 (1): 33—36.
- [9] Alu A, Engheta N. Pairing an epsilon—negative slab with a mu—negative slab [J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2003, 51 (10): 2 558—2 571.
- [10] 陈宪锋, 沈小明, 蒋美萍, 等. 一维光子晶体的缺陷模特性研究 [J]. 光子学报, 2005, 34 (12): 1 876—1 880.
- [11] 陈宪锋, 张辉霞, 王光, 等. 利用单负材料设计全向滤波器 [J]. 中国激光, 2011, 38 (4): 0406004.