

产生于双金字塔光波导网络的巨大光子带隙和强光子衰减

杨婉鑫 王晏民

北京建筑大学测绘与城市空间信息学院, 北京 100044

摘要 设计了一种由一维光波导构成的一维双金字塔光波导网络,利用网络方程、无量纲布洛赫定理、以及广义本征函数方法研究了这种光波导网络的光子带隙和光子衰减性质。研究发现:这种包含高密度三角形基元回路的有趣光波导网络能够产生巨大的完全光子带隙和超强的光子衰减。当网络中任意两个相邻结点都由波导长度配比为2:1的两条一维波导线连接时,网络产生的光子带隙的中心带隙率可达到154%;仅仅包含8个原胞的这种2:1双连通光波导网络,其光子带隙的平均衰减深度可超过 10^{-21} (这相当于-210 dB)。这种有趣的光波导网络可用于设计和开发宽带隙和强局域的光子器件。

关键词 材料;光子晶体;光子带隙;光波导网络;光子衰减

中图分类号 O436 **文献标识码** A

doi: 10.3788/LOP52.071603

Huge Absolute Photonic Band Gaps and Extreme Strong Photonic Attenuation Generated by Double-Pyramid Waveguide Network

Yang Wanxin Wang Yanmin

*School of Geomatics and Urban Information, Beijing University of Civil Engineering and Architecture,
Beijing 100044, China*

Abstract A so-called double-pyramid waveguide network composed of one-dimensional optical waveguide segments is constructed and the properties of photonic band gap (PBG) and photonic attenuation by means of network equation, generalized Floquet-Bloch theorem, and generalized eigenfunction method are investigated. It is found that huge absolute PBGs and extreme strong photonic attenuation can be generated by this interesting optical waveguide network, which includes high density of triangular fundamental loops. When each pair of nearest-neighbor nodes in the network are connected by two waveguide segments with the length ratio of 2:1, the ratio of the absolute PBG $\Delta\omega$ to the midgap frequency $\Delta\omega_c$ arrives at 154%. The average photonic attenuation of the largest PBG resulted from this two-segment-connected network with 8 unit cells is stronger than 10^{-21} (which is equivalent to -210 dB). This interesting optical waveguide network may be useful for the designing of optical devices with large PBG and strong attenuation.

Key words materials; photonic crystal; photonic band gap; optical waveguide network; photonic attenuation

OCIS codes 160.5293; 230.5298; 050.5298

1 引言

自从1987年光子带隙结构被提出之后^[1-2],光子晶体就引起了人们的极大兴趣和广泛关注。电磁波在光子晶体中传播时展示出许多有趣的物理现象,为凝聚态物理、光学、材料学等学科的研究开辟了崭新的领域。光子晶体所带来的物理概念和方法,逐渐扩展和渗透到其他许多领域^[3-9]。

由于光子晶体的晶格周期在光波的波长尺度,工作波长越短,光子晶体的特征尺度就越小,制作就越困难,特别是三维(3D)结构的光子晶体制作更为不易。工作在可见光区、具有完全带隙的三维光子晶体的制

收稿日期:2015-02-09;收到修改稿日期:2015-03-18;网络出版日期:2015-06-24

基金项目:国家973计划(2012CB725300)

作者简介:杨婉鑫(1995—),女,本科生,主要从事测绘工程和光学方面的研究。E-mail: wanxinyangalice@163.com

导师简介:王晏民(1958—),男,博士,教授,博士生导师,主要从事地面激光雷达,三维测量与三维地理信息系统等方面的研究。E-mail: wangyanmin58@163.com(通信联系人)

备到现在仍然是一个挑战,目前仍未见报道^[10]。由一维(1D)光波导组成的光波导网络^[11-14]由于其结构上的灵活性,使其在实验上相对容易实现;另外,在光波导网络的不同位置可以很方便地测量出光波的相位和振幅,从而给光子晶体的实验研究带来很大方便;再者,人们对光波导网络的研究对基于光子晶体的光子集成芯片具有重要应用价值;尤其重要的是,这种可以由一种介质材料构成的光波导网络产生的完全光子带隙的宽度远大于光子晶体产生的完全光子带隙宽度;因此,光波导网络倍受人们关注,其缺陷态模式^[15-16]、无规散射^[17-18]、慢光效应^[19-20]、光子带隙结构^[11-15,21-26]、非线性光学效应^[27-28]等性质都得到了广泛地研究。

众所周知,光子带隙和光子局域是光子带隙材料的两个主要性质。一般而言,光子带隙越宽、光子局域性越强,光子带隙器件的性能就越好。因此,如何增宽光子带隙的宽度、以及如何增强光子的局域性是光子带隙器件的设计者主要关心的问题。香港科技大学研究组^[13]研究了多种相邻结点间全部由一条一维光波导线连接的、二维(2D)和三维、周期和准周期的光波导网络。他们发现电磁波只有在那些包含了三角形基元回路的光波导网络中传播时才能产生反共振态,从而产生光子带隙。在他们研究的光波导网络中,最宽的光子带隙产生于面心立方网络,完全光子带隙的中心带隙率为80%^[13],远大于光子晶体产生的完全光子带隙宽度。华南理工大学研究组^[29]研究了电磁波在相邻结点间全部由一条一维光波导线连接的二维Sierpinski分形光波导网络中传播的性质。他们发现随着Sierpinski网络代数的增加,该分形系统的三角形基元回路个数将迅速增加,这将导致系统产生的最大光子带隙的宽度也随之变宽。第4代Sierpinski网络产生的最大完全光子带隙的中心带隙率为86%^[29],超过了香港科技大学研究组的结果^[13]。但是,随着代数的增加,Sierpinski网络的复杂程度将迅速增加,这将导致该网络的实验制作难度大大增加。另外,香港科技大学研究组^[11]还研究了一种相邻结点间部分由一条、部分由两条一维光波导线连接的三维四边形周期光波导网络,结果表明:将网络中的部分结点由单线连接改为双线连接等价于在网络中引入一些新的共振回路,从而产生强烈的光子散射,这将使传播的电磁波因产生更多的共振态而产生更宽的光子带隙。利用这一思想,华南师范大学研究组^[14]构造并研究了网络中相邻结点全部由多条一维光波导线连接的四边形多连通周期光波导网络。与单线连接和部分单线、部分双线连接的网络结构相比,这种多连通网络存在更多的共振回路,能够产生更加强烈的光子散射,因此,具有更多的产生光子共振态的概率。他们的研究结果显示^[14]:虽然这种四边形网络中不存在任何三角形基元回路;但是,当相邻结点间由长度配比合适的多条波导连接时光子带隙也能产生,长度配比为2:1的双线连接的四边形网络能产生的最大光子带隙的中心带隙率达到了100%,超过了华南理工大学研究组的结果^[29]。华南师范大学研究组^[23]还结合三角形基元回路和调整波导长度配比这两种产生光子带隙的原理构造并研究了多连通Sierpinski分形网络,发现长度配比为2:1的双连通Sierpinski网络产生的光子带隙远比华南理工大学研究组^[29]研究的单连通Sierpinski网络产生的光子带隙宽,第4代2:1双连通Sierpinski网络产生的最大光子带隙的中心带隙率达到了126%^[23],是第4代单连通Sierpinski网络结果^[29]的近1.5倍。

显然,上述大量的研究表明:光波导网络中三角形基元回路的数目越多、密度越大,网络中产生反共振态的概率就越大,产生的光子带隙就越宽;通过将单连通网络替换为2:1的双连通网络也可以进一步增大光子带隙的宽度。基于进一步增大三角形基元回路的密度和尽量简化光波导网络结构的想法,华南师范大学研究组^[24]近期设计了一种一维双连通四面体光波导网络,一维2:1双连通四面体光波导网络产生的最大完全光子带隙的中心带隙率达到了146%^[24],据报道所知,这是目前已经报道的光子带隙材料能够产生的最大完全光子带隙。

为了进一步增宽光波导网络产生的完全光子带隙,在本文中尝试用以下方法来改进光波导网络,即进一步提高每条光波导线产生三角形基元回路的效率,增大每个原胞中等边三角形基元回路的密度,从而增大网络产生光子反共振态的几率;另外,也采用了将单连通光波导网络替换为多连通光波导网络的方法,以进一步增大网络产生光子共振态的几率。基于这样的思路,构造了一种有趣的一维多连通双金字塔光波导网络,研究发现:长度配比为2:1的这种双连通网络能产生的最大光子带隙的中心带隙率达到154%,这将是新的光子带隙材料能够产生的最宽完全光子带隙;仅仅包含8个原胞的这种双连通光波导网络,其光子带隙的平均衰减深度可超过 10^{-21} (相当于-210 dB)。这种有趣的光波导网络在设计和开发基于宽光子带隙和强光子衰减的光学器件方面具有很好的应用前景。

2 模型及理论

2.1 模型

本文研究的有趣一维多连通双金字塔光波导网络结构如图1所示。在该网络中,原胞按照一维方向周期排列,每个原胞由两个公用底面的连体正四面体构成,就像两个连体的、互为倒立的金字塔一样,两个金字塔的塔顶之间也由光波导线相连,图中的每条虚线表示长度分别为 d_1 、 d_2 、 \dots 、 d_n 的 n 条一维光波导线。

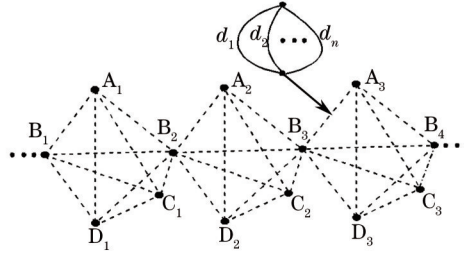


图1 一维多连通双金字塔光波导网络结构示意图,其中每条虚线表示长度分别为 d_1 、 d_2 、 \dots 、 d_n 的 n 条一维光波导线

Fig.1 Schematic diagram of a 1D multiconnected double-pyramid waveguide network, where each dashed line denotes n 1D waveguide segments with the lengths of d_1 , d_2 , \dots , d_n , respectively

此处网络中的每条光波导都是理想的无损耗真空光波导线。由已有的研究结果^[11,23,29]可知,当考虑波导中的电磁波损耗和波导之间的耦合效率时,网络中的光子衰减将增强,网络透射率将下降;但是,透射谱中光子通带和禁带的频率位置将不发生改变。本文主要研究双金字塔光波导网络的巨大光子带隙的频率位置、宽度、和相对带隙率;因此,忽略波导损耗将不影响本文的结果。

2.2 理论

由于本文研究的多连通双金字塔光波导网络全部由一维光波导线组成;所以,在研究这种网络中传输的电磁波时只需要考虑其单模传播方式,它可视为两个按照相反方向传播的平面波的线性叠加^[11,13-14,22-26]。对于具有角频率为 ω 的电磁波,它在网络中任意两个相邻结点 i 和 j 之间传播时其波函数可表示为

$$\psi_{ij}(x) = \alpha_{ij} \exp(ikx)^{ikx} + \beta_{ij} \exp(-ikx), \quad (1)$$

式中 $k = \omega/c = 2\pi\nu/c$ 为电磁波的波数, c 为电磁波在真空中的波速, ν 为电磁波的频率, x 为局域坐标。例如,若以结点 i 作为局域坐标的原点,则结点 i 和 j 处的波函数值可表示为

$$\begin{cases} \psi_i = \psi_{ij}(0) \\ \psi_j = \psi_{ij}(l_{ij}) \end{cases}, \quad (2)$$

式中 l_{ij} 为结点 i 和 j 之间的波导长度。利用波函数在各个结点处满足的连续性和流守恒性,可以得出波函数在网络中满足如下的网络方程^[13-14,22-26]:

$$-\psi_i \sum_j \cot kl_{ij} + \sum_j \psi_j \csc kl_{ij} = 0, \quad (3)$$

式中 \sum_j 表示对所有与结点 i 相连的全部波导的求和, \cot 和 \csc 分别表示余切函数和余割函数。

另外,对于可以弯曲、折叠、扭曲的光波导网络而言,系统将可能不再具有空间平移周期性,而只具有拓扑平移周期性。此时,传统的布洛赫定理将不再适用。针对周期光波导网络,华南师范大学研究组^[14]提出了无量纲布洛赫定理

$$\psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{N} + \mathbf{T}) = \psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{N}) e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{T}}, \quad (4)$$

式中 \mathbf{N} 为拓扑坐标矢量, \mathbf{T} 为拓扑平移矢量, \mathbf{K} 为拓扑布洛赫波矢,它们都是无量纲的量。

本文将用上述网络方程和无量纲布洛赫定理研究一维多连通双金字塔光波导网络的色散关系,用网络方程和广义本征函数方法^[30]计算一维多连通双金字塔光波导网络的电磁波透射谱,其中广义本征函数方法是由华南理工大学研究组^[30]提出的一种求解网络透射系数和反射系数的方法。在该方法中,通过将包含波函数的多元线性方程组转化为二维矩阵,将透射系数和反射系数视为广义波函数分量,再利用计算机软件数值求解矩阵的本征值,从而求出网络透射率和反射率。目前该方法较多地应用于电子介观网络和光子波导网络的透射谱和反射谱计算方面^[29-31]。

3 光子带隙

3.1 色散关系

对于如图 1 所示的一维多连通双金字塔光波导网络,先研究其色散关系。对于网络中任意两个相邻原胞的所有结点,例如图 1 中第 2 和第 3 个原胞的全部节点 A_2 、 B_2 、 C_2 、 D_2 、 A_3 、 B_3 、 C_3 、 D_3 和 B_4 , 由网络方程(3)式可以得出:

$$\begin{cases} -\psi_{A_2} \cdot 4 \sum_{j=1}^n \cot kd_j + (\psi_{B_2} + \psi_{B_3} + \psi_{C_2} + \psi_{D_2}) \sum_{j=1}^n \csc kd_j = 0 \\ -\psi_{C_2} \cdot 4 \sum_{j=1}^n \cot kd_j + (\psi_{A_2} + \psi_{B_2} + \psi_{B_3} + \psi_{D_2}) \sum_{j=1}^n \csc kd_j = 0 \\ -\psi_{D_2} \cdot 4 \sum_{j=1}^n \cot kd_j + (\psi_{A_2} + \psi_{B_2} + \psi_{B_3} + \psi_{C_2}) \sum_{j=1}^n \csc kd_j = 0 \\ -\psi_{B_3} \cdot 8 \sum_{j=1}^n \cot kd_j + (\psi_{A_2} + \psi_{B_2} + \psi_{C_2} + \psi_{D_2} + \psi_{A_3} + \psi_{B_4} + \psi_{C_3} + \psi_{D_3}) \sum_{j=1}^n \csc kd_j = 0 \end{cases}, \quad (5)$$

又由无量纲布洛赫定理(4)式可得:

$$\begin{cases} \psi_{A_2} = \psi_{A_3} \exp(-iK) \\ \psi_{B_2} = \psi_{B_3} \exp(-iK) \\ \psi_{C_2} = \psi_{C_3} \exp(-iK) \\ \psi_{D_2} = \psi_{D_3} \exp(-iK) \\ \psi_{B_4} = \psi_{B_3} \exp(iK) \end{cases}. \quad (6)$$

将(6)式代入(5)式后化简可得:

$$\cos K = \frac{4 \sum_{i=1}^n \cot kd_i}{\sum_{i=1}^n \csc kd_i} - 3. \quad (7)$$

(7)式即为一维多连通双金字塔光波导网络的色散关系式。

由前人的工作可知:出于光波导网络制作的简单性考虑,目前人们研究较多的是单连通和双连通光波导网络,尤其是波导长度配比为 2:1 的双连通光波导网络,因为它们在同类型的网络中能够产生最宽的光子带隙;所以,下面讨论单连通、一般双连通和波导长度配比为 2:1 的特殊双连通等三种双金字塔光波导网络的色散关系:

1) 一维单连通双金字塔光波导网络的色散关系。当 $n=1$ 时,一维多连通双金字塔光波导网络蜕化为一维单连通双金字塔光波导网络,即网络中每对相邻的结点之间只由长度为 d_1 的一条光波导线相连。将 $n=1$ 代入(7)式可推出一维单连通双金字塔光波导网络的色散关系式为:

$$\cos K = 4 \cos kd_1 - 3. \quad (8)$$

2) 一维双连通双金字塔光波导网络的色散关系。当 $n=2$ 时,一维多连通双金字塔光波导网络蜕化为一维双连通双金字塔光波导网络,即网络中每对相邻的结点之间由长度分别为 d_1 和 d_2 的两条光波导线相连。将 $n=2$ 代入(7)式可推出一维双连通双金字塔光波导网络的色散关系式为:

$$\cos K = \frac{4 \cos \left[\frac{k(d_2 + d_1)}{2} \right]}{\cos \left[\frac{k(d_2 - d_1)}{2} \right]} - 3. \quad (9)$$

3) 一维 2:1 双连通双金字塔光波导网络的色散关系。当 $n=2$ 且 $d_2 = 2d_1$ 时,网络中每对相邻结点之间由长度分别为 d_1 和 $d_2 = 2d_1$ 的两条光波导线相连。将 $d_2 = 2d_1$ 代入(9)式可推出一维 2:1 双连通双金字塔光波导网络色散关系式为:

$$\cos K = 8 \cos kd_1 - 7. \quad (10)$$

3.2 频带结构

在3.1节的基础上研究一维多连通双金字塔光波导网络的光子频带结构。由(7)~(10)式可知:由于实数余弦函数的绝对值小于等于1;所以,当色散关系式的右边大于1或者小于-1时,等式左边的拓扑布洛赫波数 K 将无实数解,只能取复数解,电磁波在网络中将以衰减模式传播。这从物理上意味着处于这些波段的电磁波在双金字塔光波导网络中传播时因受到强烈的布拉格散射而产生强烈的衰减;复数解中的虚部对应电磁波的衰减程度,虚部的绝对值越大,衰减将越强烈。称这些波段为光子带隙区域,或者光子禁带区域。反之,当(7)~(9)式的右边大于等于-1且小于等于1时,等式左边的拓扑布洛赫波数 K 将具有实数解,电磁波在网络中将以正常模式传播。这从物理上意味着处于这些波段的电磁波在双金字塔光波导网络中传播时不会产生衰减,系统将具有较大的光子透射率。称这些波段为光子通带区域。出于光波导网络制作的简单性考虑,下面只研究单连通和2:1双连通双金字塔光波导网络的光子频带结构。

1) 对于一维单连通双金字塔光波导网络,由其色散关系(8)式可知:当 $4 \cos kd_1 - 3 > 1$ or $4 \cos kd_1 - 3 < -1$ 时,网络将产生光子带隙。由此可得:

$$\begin{cases} 4 \cos kd_1 - 3 > 1 \Rightarrow \cos kd_1 > 1 \Rightarrow k(\text{no real solution}) \\ 4 \cos kd_1 - 3 < -1 \Rightarrow \cos kd_1 < \frac{1}{2} \Rightarrow \frac{\pi}{3} < kd_1 < \frac{5\pi}{3} \end{cases},$$

$$\begin{aligned} & \frac{\pi}{3} < \frac{2\pi\nu}{c} d_1 < \frac{5\pi}{3}, \\ & \Rightarrow \frac{1}{6} \cdot \frac{c}{d_1} < \nu < \frac{5}{6} \cdot \frac{c}{d_1}, \end{aligned} \quad (11)$$

$$\Rightarrow \begin{cases} \Delta\nu = \frac{2}{3} \cdot \frac{c}{d_1} \\ \nu_{\text{Center}} = \frac{1}{2} \cdot \frac{c}{d_1} \end{cases}, \quad (12)$$

(12)式即为一维单连通双金字塔光波导网络产生的最宽光子带隙的绝对频率宽度和中心频率值;显然,其最宽光子带隙的中心带隙率为

$$\frac{\Delta\nu}{\nu_{\text{Center}}} = \frac{4}{3} \approx 134\%, \quad (13)$$

据了解,这是目前已经报道的单连通光波导网络能够产生的最宽完全光子带隙。

另外,由色散关系(8)式可画出一维单连通双金字塔光波导网络的光子频带结构图,如图2所示。图中横坐标的标注点 Γ 和 X 皆为倒格子空间的对称点,分别对应一维布洛赫波矢 $K=(0)$ 和 $K=(\pi)$ 。由图2可以看出:一维单连通双金字塔光波导网络在低频区和高频区能产生两个相对较窄的光子通带,其频率范围分别是 $0 \leq \nu \leq 0.167c/d_1$ 和 $0.833c/d_1 \leq \nu \leq c/d_1$;该网络在中心频率附近能产生一个巨大的光子带隙,其频率范围是 $0.167c/d_1 < \nu < 0.833c/d_1$ 。这和解析结果(11)式是完全一致的。

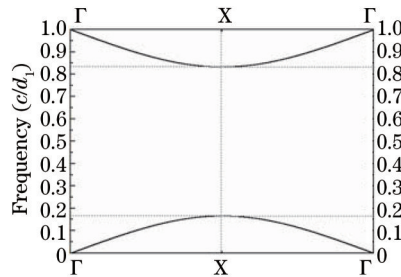


图2 一维单连通双金字塔光波导网络的光子频带结构图

Fig.2 Optical frequency band structure of the 1D one-segment-connected double-pyramid waveguide network

2) 对于2:1的一维双连通双金字塔光波导网络,由色散关系(10)式可知:当 $8 \cos kd_1 - 7 > 1$ or $8 \cos kd_1 - 7 < -1$ 时,网络将产生光子带隙。由此可得:

$$\begin{cases} 8 \cos kd_1 - 7 > 1 \Rightarrow \cos kd_1 > 1 \Rightarrow k(\text{no real solution}) \\ 8 \cos kd_1 - 7 < -1 \Rightarrow \cos kd_1 < \frac{3}{4} \Rightarrow \arccos \frac{3}{4} < kd_1 < 2\pi - \arccos \frac{3}{4} \end{cases},$$

$$\begin{aligned} \arccos \frac{3}{4} < \frac{2\pi\nu}{c} d_1 < 2\pi - \arccos \frac{3}{4}, \\ \Rightarrow \left(\frac{1}{2\pi} \arccos \frac{3}{4} \right) \cdot \frac{c}{d_1} < \nu < \left(1 - \frac{1}{2\pi} \arccos \frac{3}{4} \right) \cdot \frac{c}{d_1}, \end{aligned} \quad (14)$$

$$\Rightarrow \begin{cases} \Delta\nu = \left(1 - \frac{1}{\pi} \arccos \frac{3}{4} \right) \cdot \frac{c}{d_1} \approx 0.77 \cdot \frac{c}{d_1} \\ \nu_{Center} = \frac{1}{2} \cdot \frac{c}{d_1} \end{cases} \quad (15)$$

(15)式即为一维2:1双连通双金字塔光波导网络产生的最宽光子带隙的绝对频率宽度和中心频率值;显然,其最宽光子带隙的中心带隙率为

$$\frac{\Delta\nu}{\nu_{Center}} \approx 154\%. \quad (16)$$

据了解,这是目前已经报道的光子带隙材料能够产生的、最大完全光子带隙。

另外,由色散关系(10)式可画出一维2:1双连通双金字塔光波导网络的光子频带结构图,如图3所示。由图3可以看出:一维2:1双连通双金字塔光波导网络在低频区和高频区能产生两个相对较窄的光子通带,其频率范围分别是 $0 \leq \nu \leq 0.115c/d_1$ 和 $0.885c/d_1 \leq \nu \leq c/d_1$;该网络在中心频率附近能产生一个巨大的光子带隙,其频率范围是 $0.115 \cdot \frac{c}{d_1} < \nu < 0.885 \cdot \frac{c}{d_1}$ 。这和解析结果(14)式是完全一致的。

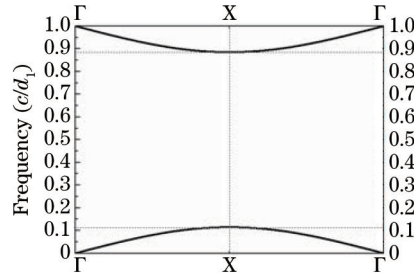


图3 一维2:1双连通双金字塔光波导网络的光子频带结构图

Fig.3 Optical frequency band structure of the 1D two-segment-connected double-pyramid waveguide network with the matching ratio of waveguide length of $d_2:d_1=2:1$

4 光透射谱

为了进一步研究如图1所示的一维多连通双金字塔光波导网络产生的光子衰减性质,利用网络方程和广义本征函数方法^[29-31]计算了具有有限个原胞的一维多连通双金字塔光波导网络的电磁波透射谱。对于有限大小的一维多连通双金字塔光波导网络,本文采用单入、单出的方式,即电磁波从网络最左侧的一个端点入射,从网络最右侧的一个端点出射。

首先,计算了包含8个原胞的一维单连通双金字塔光波导网络的透射谱,结果如图4所示。从图4可以看出:对于在一维单连通双金字塔光波导网络中传播的电磁波,当频率处于 $0 \leq \nu \leq 0.167c/d_1$ 的低频区和 $0.833c/d_1 \leq \nu \leq c/d_1$ 的高频区时,透射率都大于0.1,属于典型的通带区域;而当频率处于 $0.167c/d_1 < \nu < 0.833c/d_1$ 的中频区域时,透射率都非常小,平均深度低于 $10^{-15.8}$ (这相当于-158 dB),在中心频率附近时,光子衰减性最强,透射率小于了 10^{-28} (这相当于-280 dB),这属于典型的禁带区域。这和3.2节得出的光子频带分析结果是完全一致的。

另外,还计算了包含8个原胞的一维2:1双连通双金字塔光波导网络的透射谱,结果如图5所示。从图5可以看出:对于在一维2:1双连通双金字塔光波导网络中传播的电磁波,当频率处于 $0 \leq \nu \leq 0.115c/d_1$ 的低频区和 $0.885c/d_1 \leq \nu \leq c/d_1$ 的高频区时,透射率都大于0.05,属于典型的通带区域;而当频率处于 $0.115c/d_1 < \nu < 0.885c/d_1$ 的中频区域时,透射率都非常小,平均深度低于 $10^{-21.9}$ (这相当于-219 dB),在中心频率附近时,光子衰减性最强,透射率小于了 10^{-30} (这相当于-300 dB),这属于典型的禁带区域。这和3.2节得出的光子频带分析结果是完全一致的。

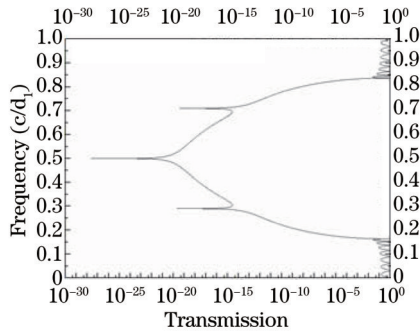


图4 包含8个原胞的一维单连通双金字塔光波导网络的透射谱图

Fig.4 Optical transmission spectrum of the 1D one-segment-connected double-pyramid waveguide network with 8 unit cells

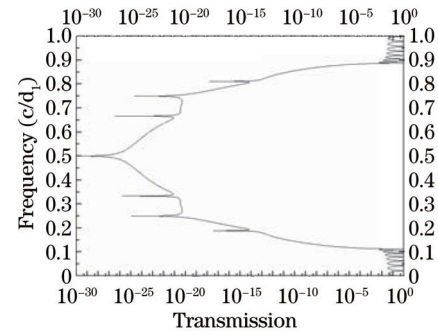


图5 包含8个原胞的一维2:1双连通双金字塔光波导网络的透射谱图

Fig.5 Optical transmission spectrum of the 1D two-segment-connected double-pyramid waveguide network with 8 unit cells

5 分析及讨论

从3节和4节的结果可以看出:一维多连通双金字塔光波导网络不仅能够产生巨大的光子带隙,而且能够产生超强的光子衰减;尤其是一维2:1双连通双金字塔光波导网络能够产生目前已经报道的光子带隙材料能够产生的最大完全光子带隙,其光子带隙的中心带隙率达到了154%,在该光子禁带的频率区域,平均透射率小于 $10^{-21.9}$ 。其根本原因是网络的每个原胞中含有大量的三角形基元回路,每条光波导线具有极高的产生三角形基元回路的效率,从而极大地增大了网络产生光子反共振态的几率。

为了更清楚地了解网络维度和三角形基元回路对产生光子带隙的作用,比较了7种典型的周期、准周期和分形单连通光波导网络的有关参量,结果如表1所示。

表1 7种典型单连通光波导网络中的三角形基元回路与光子带隙宽度

Table 1 Number of triangular fundamental loops and the width of photonic band gap for 7 kinds of typical one-segment-connected waveguide networks

No	Name	Cell form	Waveguide number of the unit	Triangular number of the unit	Triangular number of each waveguide	Band gap rate
1	2D twelve quasi periodic network ^[13]		36	12	$\frac{1}{3} \approx 0.333$	60%
2	2D triangular network ^[13]		5	2	$\frac{2}{5} = 0.4$	64%
3	1D triangular network ^[24]		3	1	$\frac{1}{3} \approx 0.333$	100%
4	2D Sierpinski network ^[29]		9	5	$\frac{5}{9} \approx 0.556$	86%
5	3D face centered aubic network ^[13]		36	24	$\frac{2}{3} \approx 0.667$	80%
6	1D tetrahedron network ^[24]		6	4	$\frac{2}{3} \approx 0.667$	122%
7	1D double pyramid network		10	10	1	134%

比较表1第1行和第2行可以看出:虽然二维十二次准周期网络的每个准原胞中含有12个三角形基元回路,而二维三角形网络的每个原胞中只含有2个三角形基元回路;但是,前者的每条光波导线构成三角形基元回路的效率只有三分之一,而后的效率为五分之二,大于前者。所以,前者产生的最宽光子带隙的中心带隙率只有60%,而后者达到了64%。可见对于相同维度、相同或者相似结构的网络而言,每条光波导线构成三角形基元回路的效率越高,产生的光子带隙就越宽。

比较表1第1行和第3行可以看出:虽然二维十二次准周期网络和一维三角形网络中的每条光波导线构成三角形基元回路的效率都是三分之一,但是前者产生的最宽光子带隙的中心带隙率只有60%,而后者达到了100%,几乎是前者的1.7倍。可见对于相同或者相似的网络结构,一维网络比二维网络能够产生更宽的光子带隙,周期网络比准周期网络能够产生更宽的光子带隙。

比较表1第3行和第4行可以看出:虽然一维三角形网络的每条光波导线构成三角形基元回路的效率只有三分之一,而二维Sierpinski网络中的每条光波导线构成三角形基元回路的效率为九分之五;但是,前者产生的最宽光子带隙的中心带隙率有100%,而后者只有86%。可见对于相同或者相似的网络结构,一维网络比二维网络能够产生更宽的光子带隙,周期网络比分形网络能够产生更宽的光子带隙。

比较表1第5行和第6行可以看出:虽然三维面立方网络和一维四面体网络中的每条光波导线构成三角形基元回路的效率都是三分之二,但是前者产生的最宽光子带隙的中心带隙率只有80%,而后者达到了122%,是前者的1.5倍多。可见对于相同或者相似的网络结构,一维网络比三维网络能够产生更宽的光子带隙。

比较表1中各行的数据可以看出:一维双金字塔网络的每条光波导线构成三角形基元回路的效率是最高的,达到了百分之百,远远高于其他所有网络中光波导的效率;而且它是一维网络,具有最小的维度数;它还是周期网络,比准周期和分形、无序网络具有最高的有序性。因此,它能产生目前为止的最宽光子带隙。

总之,比较各种典型的光波导网络可以看出:影响光波导网络光子带隙宽带的因素主要有网络的每条光波导线构成三角形基元回路的效率、网络的维度、网络的有序化程度等。网络的每条光波导线构成三角形基元回路的效率越高,光子带隙就越宽;网络的维度越低,光子带隙就越宽;网络的有序化程度越高,光子带隙就越宽。这一规律对于人们设计产生更宽光子带隙的光波导网络、设计和开发基于宽光子带隙和强光子衰减的光学器件具有指导意义。

另外,需要说明的是,在本文中得出的一维多连通双金字塔光波导网络的光子通带和光子禁带区域都是相对频率区域,不是具体的频率值,都可以通过调节波导长度来对具体的通带或者禁带区域频率进行有效的调控。例如,一维2:1双连通双金字塔光波导网络的禁带频率区间为 $0.115c/d_1 < \nu < 0.885c/d_1$ (或者禁带波长区间为 $d_1/0.885 \leq \lambda \leq d_1/0.115$)。当网络中较短的光波导的长度取为 $d_1 = 5 \text{ m}$ 、真空光速取为 $c = 3 \times 10^8 \text{ m/s}$ 时,则禁带频率区间为 $6.9 \text{ MHz} \leq \nu \leq 53.1 \text{ MHz}$ (或者波长区间为 $5.65 \text{ m} \leq \lambda \leq 43.48 \text{ m}$);当网络中较短的光波导长度缩短为 $d_1 = 5 \mu\text{m}$ 时,禁带频率区间变为 $6.9 \text{ THz} \leq \nu \leq 53.1 \text{ THz}$ (或者波长区间为 $5.65 \mu\text{m} \leq \lambda \leq 43.48 \mu\text{m}$)。显然,随着光波导长度的缩短,禁带频率将成倍增长,禁带波长将成倍缩短。对于测绘工程专业的部分地面测绘和卫星测绘仪器而言,有的需要滤掉某些波段的电磁波,有的需要增强某些波段的电磁波。由于一维多连通双金字塔光波导网络光子频带的可调性,本文研究的这类光波导网络在测绘仪器的光学接收部分具有潜在的应用价值。

6 结 论

在前人工作的基础上,构造了一种有趣的一维多连通双金字塔光波导网络,利用网络方程和无量纲布洛赫定理解析地得出了该网络的色散关系式和最宽光子带隙的宽度公式,还利用网络方程和广义本征函数方法数值计算了该网络的光子透射率。发现一维2:1多连通双金字塔光波导网络能产生的最大光子带隙的中心带隙率达到154%,是新的光子带隙材料能够产生的最宽完全光子带隙;仅仅包含8个原胞的这种双连通光波导网络,其光子带隙的平均衰减深度可超过 10^{-21} (相当于-210 dB)。这种有趣的光波导网络在设计和开发基于宽光子带隙和强光子衰减的光学器件方面具有很好的应用前景。

还通过比较7种典型的周期、准周期和分形单连通光波导网络的有关参量和光子带隙的关系,得出了光波导网络产生光子带隙的一般规律:网络的每条光波导线构成三角形基元回路的效率越高,产生的光子带

隙就越宽;网络的维度越低,产生的光子带隙就越宽;网络的有序化程度越高,产生的光子带隙就越宽。这一规律对于人们设计产生更宽光子带隙的光波导网络、设计和开发基于宽光子带隙和强光子衰减的光学器件具有指导意义。

参考文献

- 1 Yablonovitch E. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics[J]. Phys Rev Lett, 1987, 58(20): 2059-2062.
- 2 John S. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices[J]. Phys Rev Lett, 1987, 58(23): 2486-2489.
- 3 Zhang Daozhong. Photonic crystal[J]. Phys, 1994, 23(3): 141-147.
张道中. 光子晶体[J]. 物理, 1994, 23(3): 141-147.
- 4 Li Zhiyuan, Gu Benyuan, Yang Guozhen. Generation of large absolute band gaps in 2D anisotropic photonic crystals[J]. Phys, 1999, 28(4): 193-195.
李志远, 顾本源, 杨国桢. 二维各向异性光子晶体完全带隙的增宽[J]. 物理, 1999, 28(4): 193-195.
- 5 Wan Jun, Zhang Chun, Wang Lingjun, *et al.*. Photonic crystals and their applications[J]. Phys, 1999, 28(7): 393-398.
万 钧, 张 淳, 王灵俊, 等. 光子晶体及其应用[J]. 物理, 1999, 28(7): 393-398.
- 6 Zhang Yonghua, Qiu Xinjie, Li Hongqiang, *et al.*. Progress of one-dimensional photonic crystals[J]. Phys, 2001, 30(10): 616-621.
张拥华, 仇欣杰, 李宏强, 等. 一维光子晶体研究进展[J]. 物理, 2001, 30(10): 616-621.
- 7 Wang Dongdong, Wang Yongsheng, Zhang Xiqing, *et al.*. Tunable band gaps in photonic crystals[J]. Phys, 2003, 32(11): 757-761.9
王东栋, 王永生, 张希清, 等. 可调光子晶体研究进展[J]. 物理, 2003, 32(11): 757-761.
- 8 Wang Xuehua, Gu Benyuan. Giant lamb shift in photonic crystals[J]. Phys, 2005, 34(1): 18-20.
王雪华, 顾本源. 光子晶体中巨 Lamb 移位[J]. 物理, 2005, 34(1): 18-20.
- 9 Zhang Xunyuan, Shi Baosen, Guo Guangcan. Photonic crystal fiber for quantum information[J]. Prog Phys, 2008, 28(1): 35-40.
张舜元, 史保森, 郭光灿. 光子晶体光纤在量子信息上的应用[J]. 物理学进展, 2008, 28(1): 35-40.
- 10 Ni Peigen. Progress in the fabrication and application of photonic crystals[J]. Acta Phys Sin, 2010, 59(1): 340-350.
倪培根. 光子晶体制备技术和应用研究进展[J]. 物理学报, 2010, 59(1): 340-350.
- 11 Zhang Z Q, Wong C C, Fung K K, *et al.*. Observation of localized electromagnetic waves in three-dimensional networks of waveguides[J]. Phys Rev Lett, 1998, 81(25): 5540-5543.
- 12 Dobrzynski L, Akjouj A, Djafari R B, *et al.*. Giant gaps in photonic band structures[J]. Phys Rev B, 1998, 57(16): R9388-R9391.
- 13 Cheung S T, Chan T L, Zhang Z Q, *et al.*. Large photonic band gaps in certain periodic and quasiperiodic networks in two and three dimensions[J]. Phys Rev B, 2004, 70(12): 125104.
- 14 Wang Z Y, Yang X. Strong attenuation within the photonic band gaps of multiconnected networks[J]. Phys Rev B, 2007, 76(23): 235104.
- 15 Mir A, Akjouj A, Vasseur J O, *et al.*. Observation of large photonic band gaps and defect modes in one-dimensional networked waveguides[J]. J Phys: Condens Mat, 2003, 15(10): 1593-1598.
- 16 Miyashita T, Sato W, Nakaso Y, *et al.*. Experimental studies on two-dimensional defect-mode waveguides in a sonic/phononic crystal[J]. Jpn J Appl Phys, 2007, 46(7B): 4684-4687.
- 17 Stoytchev M, Genack A Z. Microwave transmission through a periodic three-dimensional metal-wire network containing random scatterers[J]. Phys Rev B, 1997, 55(14): R8617-R8621.
- 18 Buchholz S S, Fischer S F, Kunze U, *et al.*. Control of the transmission phase in an asymmetric four-terminal Aharonov-Bohm interferometer[J]. Phys Rev B, 2010, 82(4): 045432.
- 19 Bianucci P, Fietz C R, Robertson J W, *et al.*. Observation of simultaneous fast and slow light[J]. Phys Rev A, 2008, 77(5): 053816.
- 20 Baba T. Slow light in photonic crystals[J]. Nature Photonics, 2008, 2(8): 465-473.
- 21 Feigenbaum E, Atwater H A. Resonant GuidedWave Networks[J]. Phys Rev Lett, 2010, 104(14): 147402.

- 22 Song H H, Yang X B. Photonic band structures of quadrangular multiconnected networks[J]. Chinese Phys B, 2010, 19(7): 074213.
- 23 Cai L, Yang X, Lu J. Large photonic band gap and strong attenuation of multiconnected Sierpinski network[J]. J Electromagnet Wave, 2011, 25(1): 147-160.
- 24 Xiao Q, Yang X, Lu J, *et al.*. Huge photonic band gaps with strong attenuations resulted from quasi-one-dimensional waveguide networks composed of triangular fundamental loops[J]. Opt Commun, 2012, 285(18): 3775-3780.
- 25 Yang X, Song H, Liu T C. Comb-like optical transmission spectrum resulting from a four-cornered two-waveguide-connected network[J]. Phys Lett A, 2013, 377(42): 3048-3051.
- 26 Wang Y, Yang X, Lu J, *et al.*. Comb-like optical transmission spectra generated from one-dimensional two-segment-connected two-material waveguide networks optimized by genetic algorithm[J]. Phys Lett A, 2014, 378(16): 1200-1207.
- 27 Hizanidis K, Kominis Y, Efremidis N K. Hizanidis-interlaced linear-nonlinear optical waveguide arrays[J]. Opt Express, 2008, 16(22): 18296-18311.
- 28 Endo S, Oka T, Aoki H. Tight-binding photonic bands in metallophotonic waveguide networks and flat bands in kagome lattices[J]. Phys Rev B, 2010, 81(11): 113104.
- 29 Li M, Liu Y, Zhang Z Q. Photonic band structure of Sierpinski waveguide networks[J]. Phys Rev B, 2000, 61(23): 16193-16200.
- 30 Liu Y, Hou Z, Hui P M, *et al.*. Electronic transport properties of Sierpinski lattices[J]. Phys Rev B, 1999, 60(19): 13444-13452.
- 31 Lu J, Yang X, Cai L. Large photonic band gap and strong attenuation of multiconnected Peano network[J]. Opt Commun, 2012, 285(4): 459-464.

栏目编辑: 张浩佳