

文章编号: 1001-5078(2004)06-0470-05

## 纳米掺杂光子晶体材料的研究

沈廷根<sup>1</sup>, 方明阳<sup>1</sup>, 方云团<sup>2</sup>, 沈洋<sup>3</sup>

(1. 江苏大学物理系, 江苏 镇江 212003; 2. 镇江船艇学院基础系, 江苏 镇江 212003;

3. 上海理工大学医疗器械工程学院, 上海 200093)

**摘要:**采用传输矩阵的方法研究带缺陷的一维光子晶体, 纳米缺陷的引入使得原来不透电磁波的禁带中, 出现了缺陷模, 即某一频率的电磁波可以透过, 计算表明缺陷模的频率与透射谱随着不同介电常量、不同几何结构以及掺杂的晶体结构而改变。

**关键词:**带隙; 缺陷模; 透射谱

**中图分类号:** TB383      **文献标识码:** A

## Research of Photon Crystals in the Condition Nanometer Defects

SHEN Tin-gen<sup>1</sup>, FANG Ming-yang, FANG Yun-tuan, SHEN Yang

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

2. Department of Base. Zhenjiang Institute of Boat, Zhenjing 212003, China;

3. Engineering college of medical treatment and instrument, University of Shanghai for Science and Technology, Shanghai 200093, China)

**Abstract:** With the numerical value researching in such disfigurement one dimensions photon crystals by the method of optic transmitting matrix, importing the disfigurement makes the disfigurement model in the ban strap of formerly no appear Hertzian waves. With the different electrical constancy, different geometry structure and the structure of impure crystals, the disfigurement model frequency and transmission coefficient are changed.

**Key words:** gap of the strip; disfigurement model; transmission coefficient

### 1 引言

在过去的十年中, 掺铒光纤放大器 (EDFA) 实现光纤中多路光信号的同时放大, 大大降低了光中继的成本。通过 DWDM 技术在一根光纤中传输多个光波长信号, 由于光纤的非线性光学效应, 沿光纤传输的各波长的光功率达到一定强度时会发生相互作用, 将成为引起信道间串扰和源信号能量损失, 导致系统性能下降。

近年来, 电磁波在人工周期性介质材料中的特性越来越受到人们的重视<sup>[1-6]</sup>, 人们把人造的折射率周期性变化的结构材料称为光子晶体。在某些频率下, 电磁波不能在其中传播, 形成光子能隙, 光子

能隙的发现意味着可以抑制自发辐射, 在基础研究和实际应用两方面都具有重要意义。光子晶体在掺杂后, 会在光子能隙中引入新的电磁波局域化模式, 由此得到无序光子晶体 (含有缺陷或结构适当无序) 的光子局域化模; 通过掺杂可以控制能隙的位置、宽度以及能隙中掺杂模式的形成, 而获得窄的透过带, 从而实现窄带滤波, 极低的透过损耗 (插入损耗) 是这种窄带滤波器的最大优点。理想情况下,

基金项目: 江苏自然科学基金 (BK2004059) 资助。

作者简介: 沈廷根 (1954 - ), 男, 教授, 1978 年毕业于江苏师院物理专业, 现从事物理教学与光孤子通信的理论研究。E-mail: stg123stg@sina.com

收稿日期: 2004-04-22

在窄通过带内的光的透过率可达 99.9% 以上,而在通过带的外部是光子禁带,光完全不能通过,两个相邻频带之间存在带隙,由于 Bragg 反射,频率位于带隙中的光子受到抑制,使得光子晶体信道间信号串扰必然受到抑制。

本文中首先详细地讨论一维光子能带结构中的光学传输特性,在一维光子晶体的基本周期中引入掺杂<sup>[7]</sup>,得到无序光子晶体(含有缺陷或结构适当无序)的光子局域化模,利用光学传输矩阵方法对这种结构进行了数值模拟计算,由此得到无序光子局域化的一维光子晶体缺陷态特征。

### 2 理论模型

本文研究的结构为一个由介电层 A 和 B 交替堆砌而成的多层系统。A 层和 B 层的相对介电常数分别为  $\epsilon_a, \epsilon_b$ , 实际厚度分别为  $a$  和  $b$ , 周期为  $a + b = d$ , 系统结构为 ..ABABABABA ..., 假设  $z$  轴的方向为从左至右, 电磁波沿  $z$  方向进入该系统。

当一束频率为  $\omega$  的光正入射到上述一维的周期性介电结构材料中时, 其电量所满足的麦克斯韦方程可写为

$$-\frac{\nabla^2 E(z)}{\nabla^2} - \frac{\epsilon(z)-1}{c^2} \omega^2 E(z) = \frac{2}{c^2} E(z) \quad (1)$$

其中介电常数  $\epsilon(z)$  是扰动介电常数, 具有周期性

$$\epsilon(z) = \epsilon(z + d) \quad (2)$$

由布洛赫定理, 上式的解可写为

$$E(z + d) = \exp(ikd) E(z) \quad (3)$$

其中  $k$  为布洛赫波数, 由边界条件和介电常数  $\epsilon(z)$  的周期性可以得到:

$$\cos(kd) = \cos(k_b b) \cos(k_a a) - \frac{1}{2} \left( \frac{k_a}{k_b} + \frac{k_b}{k_a} \right) \sin(k_b b) \sin(k_a a) = f(k) \quad (4)$$

其中

$$k_a = \sqrt{\epsilon_a} \omega / c, k_b = \sqrt{\epsilon_b} \omega / c \quad (5)$$

因为  $|\cos(kd)| \leq 1$ , 所以  $|f(k)| \leq 1$ , 当(4)式中  $|f(k)| > 1$  时, (4)式不成立, 这时对应频率的入射光不能在介质中传播, 所有的入射光都被反射回来。在  $kd = m\pi$  处, 能量发生分裂, 形成光不能在介质中传播的区域, 即“禁带”, 此时布洛赫波数为复数, 可表示为  $k = (m/d) + ik_i$  ( $m = 1, 2, 3, \dots$ ), 其实部为  $(m/d)$ , 对应布里渊区的边界, 虚部为  $k_i$ , 布洛赫波

变为迅衰波。

本文使用的理论方法是光学传输矩阵法<sup>[8,9,10]</sup>, 在均匀介质的内部, 介电常数、磁导率  $\mu$  和折射率  $n$  都是常数。以  $\theta$  代表波入射方向和介质表面法线的夹角。

$j$  层介质的特征矩阵  $M_j$ , 它包含了介质层的全部有用参量, 且为单位模矩阵, 可以写出

$$M_j = \begin{bmatrix} \cos \delta_j & i \sin \delta_j / n_j \\ i n_j \sin \delta_j & \cos \delta_j \end{bmatrix} \quad (6)$$

式中  $\delta_j$  是  $j$  层介质层的相位厚度, 对于 TE、TM 波具有相同的表达式

$$\delta_j = (2\pi / \lambda) h_j n_j \cos \theta_j \quad (7)$$

$\theta_j$  是该入射角度下  $j$  层介质的等效折射率,

TE 波有  $\theta_j = \arcsin(n_j \cos \theta)$ ,

TM 波有  $\theta_j = \arcsin(n_j \cos \theta / n_j)$  (8)

对于一维周期性结构的情况, 可逐层应用(6)式的单介质层特征矩阵方程, 对第  $N$  层介质, 其左界面的场矢量为  $E_N, H_N$ , 右界面的场矢量为  $E_{N+1}, H_{N+1}$ , 则有

$$\begin{bmatrix} E_N \\ H_N \end{bmatrix} = (M_N) \begin{bmatrix} E_{N+1} \\ H_{N+1} \end{bmatrix} \quad (9)$$

依次逐层类推, 可得一维周期性结构

$$\begin{bmatrix} E_1 \\ H_1 \end{bmatrix} = (M_1 \cdot M_2 \dots M_N) \begin{bmatrix} E_{N+1} \\ H_{N+1} \end{bmatrix} = (M) \begin{bmatrix} E_{N+1} \\ H_{N+1} \end{bmatrix} \quad (10)$$

式中  $M = M_a \cdot M_b M_a \dots M_b M_a = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix}$  一维

周期性结构特征矩阵

透射系数为<sup>[7]</sup>

$$t = \frac{2 \cos \theta_0}{m_{11} \cos \theta_0 + m_{12} \sin \theta_0 + m_{21} \cos \theta_{N+1} + m_{22} \sin \theta_{N+1}} \quad (11)$$

透射率为

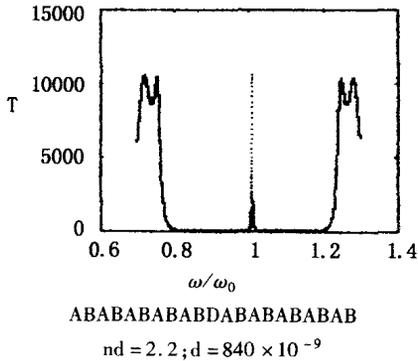
$$T = |t|^2 \quad (12)$$

本文使用模型的一维周期性结构的两侧均为空气, 故有  $n_{N+1} = 1$ , 利用(12)式编程运算, 可以得到一维光子晶体的透射率  $T$  随入射光角频率  $\omega$  的变化关系, 从而得到一维光子晶体的带隙结构<sup>[7-9]</sup>。

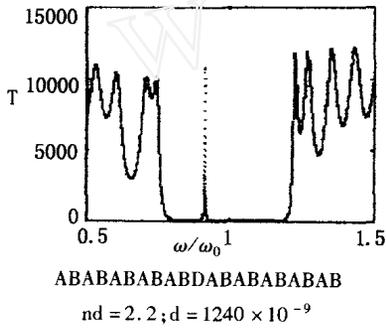
### 3 数值研究结果

根据以上给出的理论模型, 我们对本文研究的结构进行了数值模拟计算。

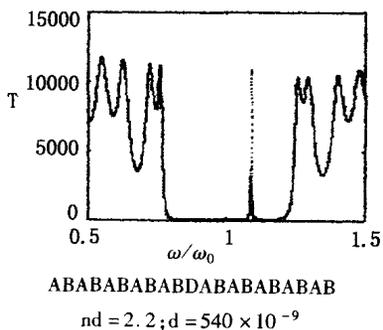
我们通过编程进行数值分析,介质层 A 参数<sup>[8-13]</sup>为:折射率  $n_a = 1.45$ ,厚度  $a = 1329\text{nm}$ ;介质层 B 参数为:折射率  $n_b = 2.6$ ,厚度  $b = 740\text{nm}$ , $c = 3 \times 10^8$ ,选取基频  $\omega_0$ ,在不同  $\omega/\omega_0$  的条件下计算 T,得到图(8)和图(9)所示的光子晶体的 10 个周期的带隙结构,在一维光子晶体引入缺陷态 D(厚度为  $d = 2260 \times 10^{-9}$ ,折射率  $n_d = 2.2$ )。



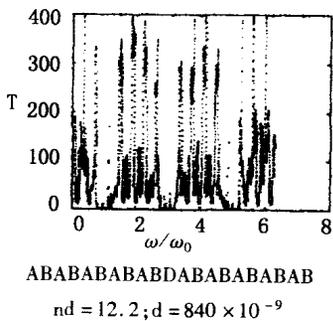
图(1)



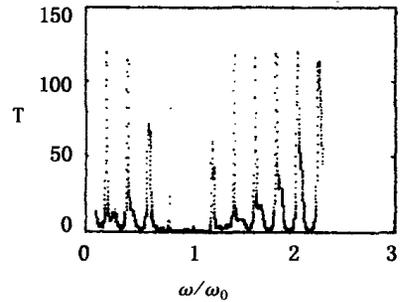
图(2)



图(3)

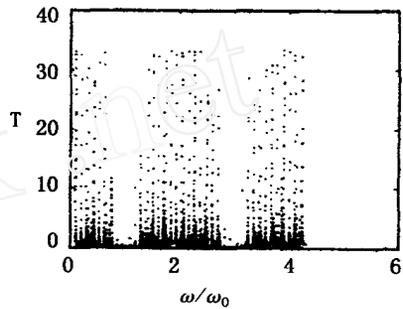


图(4)



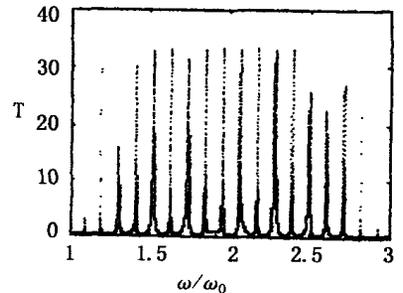
ABABABABDABABABABAB  
nd = 12.2; d = 840 × 10<sup>-9</sup>

图(5)



ABABABABDABABABABAB  
nd = 42.2; d = 840 × 10<sup>-9</sup>

图(6)



ABABABABDABABABABAB  
nd = 42.2; d = 840 × 10<sup>-9</sup>

图(7)

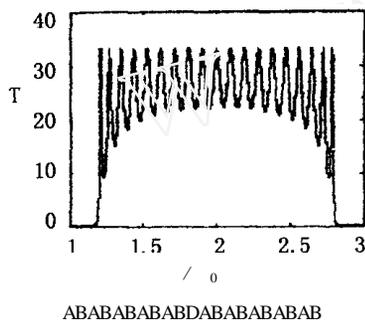
从上述图中可得到以下几个特征

1. 图(1)是在相同参数条件下在一维光子晶体引入缺陷态 D(厚度为  $d = 2260 \times 10^{-9}$ ;折射率  $n_d = 2.2$ )并基本周期 AB 各 5 个缺陷态 D 为对称分布,与图(9)比较可见在有序光子晶体禁带中产生光子局域化模,形成的透射带具有窄带滤波特性,得到无序光子晶体(含有缺陷或结构适当无序)的光子局域化缺陷态模特征。

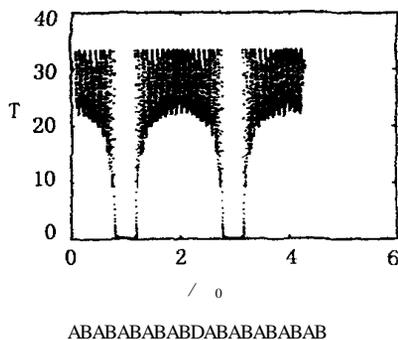
2. 从图(2)~图(3)可见,透射带缺陷模的中心频率随缺陷介质 D 的厚度  $d$  和折射率  $n_d$  而变化,但不影响有序光子晶体禁带的中心频率,发现缺陷层的厚度变大时窄带透过窗口向长波区移动(如图

(2),而当缺陷层的厚度变小时窄带透过窗口向短波区移动(如图(3)),这是电磁场 Maxwell 方程的特性所决定的,由此通过掺杂可以控制透射带的位置、宽度以及能隙中掺杂模式的形成,以满足对不同信号频率滤波的要求。

3.从图(4)~图(7)可见,随缺陷介质 D 的折射率  $n_d$  增大到一定值时,光子晶体禁带外的透射带为分立值,掺杂折射率  $n_d$  值越大,各透射带越窄,越密,禁带边缘越陡,形成的通道数就越多,整个频带内为多个密集通道的分立透射谱(如图(5)与图(7)比较可见),光子晶体信道间信号串扰受到抑制和窄带滤波特性越好,这意味着掺杂光子晶体应用于密集波分复用(DWDM)光通信系统,很方便产生密集波分复用器,(图(5)是图(4),图(7)是图(6)的局部放大图形)。



图(8)



图(9)

4.从图(8)~图(9)可见,去掉缺陷介质 D 后,光子晶体禁带外多个密集通道的分立透射谱立即消失,表现为连续振荡透射谱,由此说明光子晶体禁带外多个密集通道的分立透射谱是由较大的掺杂的折射率  $n_d$  的缺陷介质 D 形成的。(图(8)是图(9)的局部放大图形)。

#### 4 讨论和结论

本文通过讨论一维掺杂光子晶体的能带结构,

研究光在一维周期性掺杂介质结构中的传播特性,在光子晶体中,由于能隙能使某些频率的光的传播被禁止而形成光的局域态,原子自发辐射所发出的光子就会被限制在原子周围,而不是以光速传播,原子与辐射场之间仍存在能量交换,这样,辐射场对原子进行修饰而形成光子-原子束缚态,当原子共振跃迁的频率靠近能隙边缘甚至处于能带中时,由于辐射场中部分能量被限制在原子周围,原子与光子的共振耦合将导致原子能级的分裂,从而出现异常的兰姆位移,使一个能级处于能隙中,而另一能级则离开能隙而进入能带,相应的光子-原子束缚态与准缀饰态之间的量子干涉引起能级占据数的准周期性振荡衰减,同时仍有部分稳态原子激发态,因此光子晶体中电介质材料周期性排列形成介电函数的周期性变化能产生光子能隙结构,如图(3)和图(4)所示,如果在缺陷层中引入非线性介质材料,就可以得到弱光下的非线性效应,可以产生很强的局域场,掺杂缺陷层 D 强的局域场调制光子晶体中的电磁波,形成整个频带内为多个密集通道的分立透射谱,掺杂折射率  $n_d$  值越大,此调制强度越大,光子晶体信道间信号串扰受到抑制和窄带滤波特性越好(如图(5)与图(7)比较可见),由此说明了较大的掺杂折射率  $n_d$  的缺陷介质 D 形成光子晶体禁带外多个密集通道的分立窄带透射谱的机制。

采用介电层 A 和 B 交替堆砌而成的多层介质层,从而形成一维的光子晶体,引入一个“缺陷 D(厚度为  $d$ ;折射率为  $n_d$ )”,它的光学性质不同于 AB 光子晶体材料,我们提出将尺寸小于激子 Bohr 半径的半导体为纳米颗粒镶嵌于一种不相溶材料  $\text{SiO}_2$  介质中形成缺陷 D,而在晶体结构中形成高折射率的“缺陷”,成为纳米缺陷态的光子晶体<sup>[11]</sup>。因镶嵌于  $\text{SiO}_2$  介质中的半导体纳米颗粒的尺寸为量子尺寸(即可以与半导体块材料中束缚激子的玻尔半径相比较)时,存在着对电子结构的量子限制效应。这种效应表现在三个方面:第一,在接近布里渊区中心处,不存在价带或导带;第二,空间限制项加在带能量上,块材带隙光学吸收和带带跃大地减少;第三,电子和空穴的波函数总是在相当大的程度上交

透着,且可因库化相互作用而形成激子。激子的运动除了受到半导体纳米晶体本身的空间量子限制之外,还受到周围介质的势垒的限制作用(总称量子限制效应作用)。大的光学非线性是由强量子限制引起的,发现量子化的半导体纳米颗粒是呈现非线性的根本原因且当颗粒半径  $R$  尺寸小于激子 Bohr 半径时<sup>[12,13]</sup>,则<sup>(3)</sup>  $R^{-3}$ ,由此说明纳米缺陷态的光子晶体的三阶非线性系数和掺杂缺陷态  $D$  的折射率得到极大的增强,根据上述,透射带幅值与掺杂缺陷态  $D$  的折射率大小有关,可得到窄带滤波特性的光子局域化缺陷模,这样,光子晶体中加入半导体纳米颗粒杂质形成光子禁带中会出现品质因子非常高的杂质态,增加该频率光子的态的数目,具有很大的态密度,便可以实现自发辐射的增强,得到高的等效的光学增益和非线性光学性质等。

本文详细地讨论一维光子能带结构中的光学传输特性后,在一维光子晶体的重周期中引入纳米掺杂,得到无序光子晶体(含有缺陷或结构适当无序)的光子局域化模,利用光学传输矩阵方法对这种结构进行了数值模拟计算,由此得到无序光子局域化的一维光子晶体纳米缺陷态特征,并简述了其形成机制,计算表明随纳米缺陷介质的折射率增大到一定值时,光子晶体禁带外的透射带为分立值,这一点未见其它文献报道,而纳米掺杂折射率值越大,各透射带越窄,越密,禁带边缘越陡,形成的通道数就越多,整个频带内为多个密集通道的窄带滤波特性的分立透射谱,由此纳米掺杂光子晶体信道间信号串扰受到抑制,这意味着纳米掺杂光子晶体可形成性能超群的密集波分复用器,同时这种光子晶体可以用来制作超窄带滤波器,它们有望对于发展超高密度分复用光通信技术和超高精度光学信息测量仪器具有重要应用价值。

## 参考文献:

- [1] D Felbacq, B Guizal, F Zolla. Wave propagation in one-dimensional photonic crystals [J]. Optics Communications, 1998, 152: 119 - 126.
- [2] Li-Xue Chen, Dalwoo Kim. A bistable switching of two-dimensional photonic crystal with Kerr point defect [J]. Optics Communications, 2003, 218: 19 - 26.
- [3] Sanshui Xiao, Sailing He. FDTD method for computing the off-plane band structure in a two-dimensional photonic crystal consisting of nearly free electron metals [J]. Physica, 2002, B 324: 403 - 408.
- [4] Gabriel Molina-Teriza, Juan P Torres, Lluís Torner, J M. Soto-Crespo. Impact of imbalancing in the self-splitting of beams with nested vortices into solitons in quadratic nonlinear crystals [J]. Optics Communications, 1998, 158: 170 - 180.
- [5] J A Gaspar Armenta, Francisco Villa, T L Lopez-Rayos. Surface waves in finite one-dimensional photonic crystals: mode coupling, Optics Communications, 2003, 216: 379 - 384.
- [6] Min Qiu, Sailing He. FDTD algorithm for computing the off-plane band structure in a two-dimensional photonic crystal with dielectric or metallic inclusions [J]. Physics Letters, 2001, A 278: 348 - 354.
- [7] 江海涛, 刘念华. 具有非线性缺陷的光子晶体的局域模 [J]. 光学学报, 2003, 22: 385.
- [8] 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.
- [9] 波恩, 沃耳夫. 光学原理 [M]. 北京: 科学出版社, 1978: 77 - 103.
- [10] 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.
- [11] 光学仪器, 科学家获得光子晶体纳米结构, (2003), NO. 2, p11.
- [12] 胡振华, 费浩生, 李磊. 在  $\text{CdSxSe}_{1-x}$  半导体微晶中激子的能量分裂及其光学非线性增强 [J]. 光电子. 激光, 1997, 8, 411.
- [13] 刘发民, 王天民, 张立德. 纳米  $\text{GaSb-SiO}_2$  复合薄膜的非线性光学特性 [J]. 物理学报, 2002, 51, 183.