

文章编号: 1001-3806(2010)05-0676-03

消逝波在普通介质 1 维光子晶体中的传输

范俊, 方云团*

(镇江船艇学院 物理教研室, 镇江 212003)

摘要: 为了研究消逝波在常规介质构成的无缺陷的 1 维光子晶体中的传输特性, 采用特征矩阵法进行数值计算。得到在入射角大于全反射临界角时, 在很宽的禁带背景中, 透射谱存在一系列通带的结果。每个通带由分离的透射峰组成; 电磁波是以微腔共振模通过消逝波耦合的方式传播。结果表明, 利用消逝波的这种传输特性, 可以设计高 Q 值多通道滤波器。

关键词: 材料; 波动光学; 1 维光子晶体; 传输矩阵法; 消逝波; 透射谱

中图分类号: TN012 **文献标识码:** A **doi:** 10.3969/j.issn.1001-3806.2010.05.027

Transmission of evanescent wave in ordinary 1-D photonic crystal

FAN Jun, FANG Yun-tuan

(Department of Physics, Zhenjiang Watercraft College, Zhenjiang 212003, China)

Abstract: The transmission properties of evanescent wave in ordinary 1-D photonic crystal were simulated by means of the eigen matrix method. In wide gap, there are a series of transmission bands composed of some discrete peaks. The transmission mode comes from localized resonant modes through evanescent wave coupling. The results indicate that these discrete transmission peaks can be used as multi-channel filter with high Q value.

Key words: materials; wave optics; 1-D photonic crystal; the eigen matrix method; evanescent wave; transmission spectra

引言

众所周知, 消逝波无法在单层介质中传输。但近年来人们对由金属和介质组成的 1 维光子晶体的研究发现, 通过表面等离子体激发, 该结构可以实现 100% 的光波传输^[1-6]。在该结构的金属层中, 光波是消逝波。其机理是消逝场在衰减的同时由于金属表面等离子体激发, 在金属和介质的界面得到放大。如果放大的幅度正好抵消衰减的幅度, 则光波就可以实现无反射的传输, 实现了用不透明材料构造透明结构。当然上述结果没有考虑金属对光的吸收造成的损耗。如果考虑金属的损耗, 则上述完美的功能难以实现。如果考虑由普通介质组成的 1 维光子晶体, 则消逝波能否在其中传播以及如何在其中传播, 将是一个有意义的研究课题。迄今为止还很少有人从事这方面的研究。

1 模型和传输条件

如图 1 所示, 有限周期 1 维光子晶体结构表示为

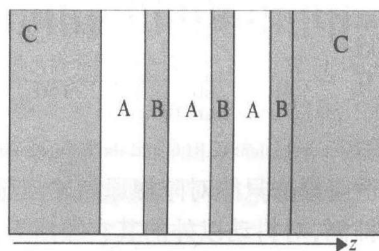


Fig. 1 The model of 1-D photonic crystal

$[AB]^N$, 沿 z 轴方向放置。A 层为 MgF_2 , 其折射率 $n_A = 1.38$, 厚度表示为 d_A ; B 层为碘晶体, 其折射率 $n_B = 3.34$, 厚度表示为 d_B 。和一般光子晶体的背景介质均为空气不同, 在作者的设计中, 背景介质 C 和 B 层介质相同, 也为碘晶体, 也就是光波通过相对高折射率介质以入射角 α 耦合到光子晶体, 也同样从高折射率介质传输出去。在这种情况下, 根据波动光学, 当光波以入射角 α 从背景介质进入 A 层时, 光波从 B 层进入 A 层的人射角均为 α , 又如果 α 大于临界角 $\alpha_0 = \arcsin(1.38/3.34) = 0.4259 \text{ rad}$ 时, 则光波在 A 层介质内均为消逝波。下面就研究在这种条件下光波能否传播及如何传播的问题。在周期性光子晶体结构中根据光子晶体理论, 光波是以 Bloch 模式存在。这种 Bloch 波能否传播取决于它的波数是实数还是虚数。如果是实数可以传播, 而如果是虚数, 则 Bloch 波也是消逝波而无法传播。

作者简介: 范俊 (1980-), 男, 硕士研究生, 目前从事光电子学方面的研究工作。

* 通讯联系人。fangyt432@sohu.com

收稿日期: 2010-01-25; 收到修改稿日期: 2010-02-03

根据 Bloch 原理,对无限周期 1 维光子晶体其色散关系如下所示^[7]:

$$\cos\beta_z(d_A + d_B) = \cos(k_{A,z}d_A)\cos(k_{B,z}d_B) - \frac{1}{2}\left(\frac{q_A}{q_B} + \frac{q_B}{q_A}\right)\times \sin(k_{A,z}d_A)\sin(k_{B,z}d_B) \quad (1)$$

式中, β_z 是 Bloch 波矢在 z 轴方向分量, $k_{z,j} = \omega/c \times \sqrt{\epsilon_j\mu_j}\cos\alpha_j$ 是第 j 层波矢 k_j 在 z 轴方向分量(c 是真空中光速, α_j 是第 j 层光波入射角)。对 TE 波, $q_j = \sqrt{\epsilon_j}/\sqrt{\mu_j}\cos\alpha_j$;对 TM 波, $q_j = \sqrt{\mu_j}/\sqrt{\epsilon_j}\cos\alpha_j$ 。根据几何光学, $\cos\alpha_A = \sqrt{1 - \sin^2\alpha \times n_B^2}$, $\cos\alpha_B = \cos\alpha_0$ 。如果 $\alpha > \alpha_0$, $k_{A,z}$ 是个虚数,则 $\cos[k_{A,z}d_A] = \cosh(|k_{A,z}d_A|)$, $\sin(k_{A,z}d_A) = \text{isinh}(|k_{A,z}d_A|)$ 。方程 (1) 中 β_z 有实数解,也即光波可以传播的条件是:

$$|\cos\beta_z(d_A + d_B)| \leq 1 \quad (2)$$

给定 d_A, d_B 和 α 的值,就可以根据 (1) 式计算确定光波可以传播的频率范围。

图 2 是 $\alpha = 0.5\text{rad}$ 时在给定频率范围内对 TE 波

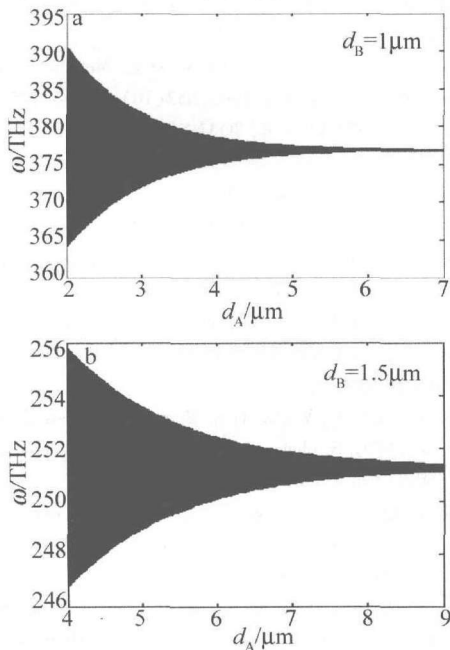


Fig. 2 The range of transmission frequencies with $\alpha = 0.5$ for given structure parameters

的计算结果(文中后面所有的计算均对 TE 波,入射角 $\alpha = 0.5\text{rad}$),其中黑色区域对应 β_z 有实数解,也就是光波可以传播的范围。需要指出的是,在此频率范围之外,也存在类似的黑色区域,鉴于图形的大小限制,没有在此图形中显示。从图 2 可以看出,在入射角大于临界角的条件下,1 维光子晶体仍然存在可以传输的模式。另外,还可以看出,在 d_A 一定时, d_B 的大小决定通带的位置, d_B 越大,通带的频率越小;在 d_B 一定时, d_A 的大小决定通带宽度, d_A 越大,通带越窄。这种可传输模式的物理机制将在

后面加以说明。

2 有限周期 1 维光子晶体透射谱和场强分布

根据 (1) 式的计算结果确定的通带范围虽然基于无限周期结构,但仍然决定了有限周期 1 维光子晶体的透射谱的位置。作为对照,作者计算了有限周期 1 维光子晶体的透射谱,计算方法为参考文献 [7] 中介绍的特征矩阵的方法。图 3 中给出一个计算结果,结

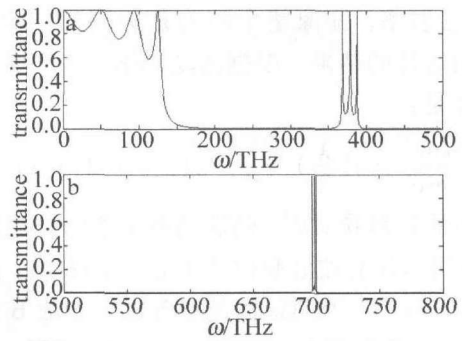


Fig. 3 The transmission spectra for $N = 4$ and $d_A = 2\mu\text{m}$, $d_B = 1\mu\text{m}$

构参量为: $d_A = 2\mu\text{m}$, $d_B = 1\mu\text{m}$,周期数 $N = 4$ 。从所有计算结果可以看出,透射谱存在一系列通带(图 3 由于图形大小的限制,只画出 3 个通带),而每个通带都是由 $(N - 1)$ 个分离的透射峰组成。这些透射峰与一般情况下 1 维光子晶体的透射谱明显不同,它们几乎是分离的,在它们频率之间透射率很低。这些分离的透射峰可以用作多通道频率滤波器。值得注意的是,这些通带的位置与图 2 中的计算结果完全吻合,虽然它们是通过不同的计算方法得到的。

下面的问题是这些完美的透射峰是如何形成的。为此计算了图 3 对应透射峰频率的光波电场强度在光子晶体中的分布。取频率 $\omega = 378.38\text{THz}$ (见图 3a)和 $\omega = 698.46\text{THz}$ (见图 3b),分别对应第 2 个和第 3 个通带中间透射峰的频率。需要说明的是,当周期数目为偶数时,中间透射峰的频率保持不变。计算结果如图 4 所示。可以发现,电磁场在奇数目 B 层中是以共振

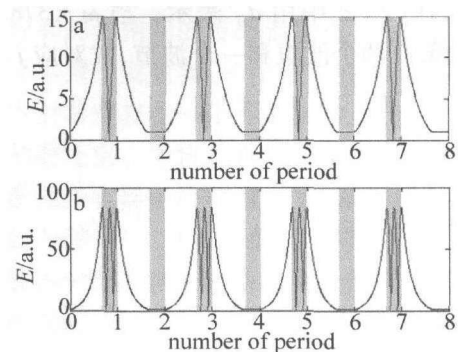


Fig. 4 The field distribution of 1-D photonic crystal for given frequencies ($d_A = 2\mu\text{m}$, $d_B = 1\mu\text{m}$)

a— $\omega = 378.38\text{THz}$ b— $\omega = 698.46\text{THz}$

形成驻波的形成存在,而在偶数目 B 层中电磁场强度

与入射场完全相同且保持不变,好像其它层介质完全是透明的。这种现象可以类比用耦合共振光波导的理论来解释^[8]。在参考文献[8]中,局域共振模式通过消逝波的耦合形成光波导。在图4中,奇数目B层可以看成一系列微共振腔,当电磁场通过A层的消逝场耦合进入B层后得到共振放大,形成驻波。这样在电磁场通过一个A层衰减后在随后的A层又得到放大。如果放大的幅度正好抵消衰减的幅度,则可以得到100%的透射率,好像整个结构是透明的一样。图4正好说明这样的结果。根据波动光学,在B层形成驻波的条件是:

$$\frac{n_B d_B'}{\cos \alpha} = j \left(\frac{\lambda}{2} \right) = j \frac{\pi c}{\omega}, (j = 1, 2, 3 \dots) \quad (3)$$

由于消逝波的趋肤效应,消逝场将渗透到B层达一定深度,这可以从驻波波腹位于B层内部看出,图5是图4对应 $\omega = 378.38\text{THz}$ 时的局部放大。故B层有效

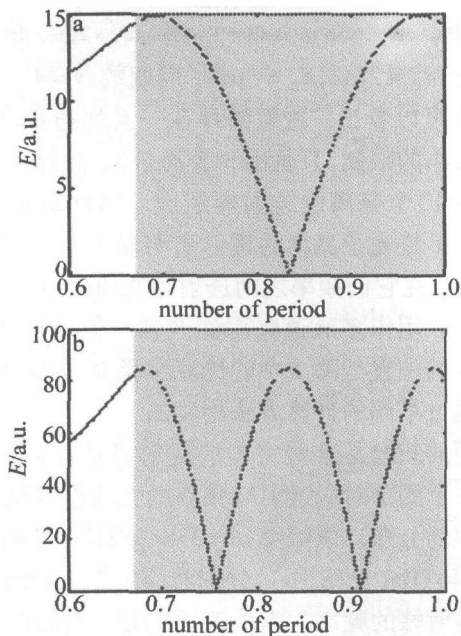


Fig. 5 Part of Fig. 4

a— $\omega = 378.78\text{THz}$ b— $\omega = 698.46\text{THz}$

厚度减小,在(2)式中用 d_B' 表示。当 $\omega = 378.38\text{THz}$ 时,B层内部有两个波腹和一个波节,故对应 $j = 1$,由

此算出 $d_B' = 0.65446\mu\text{m}$;当 $\omega = 698.46\text{THz}$ 时,B层内部有3个波腹和两个波节,故对应 $j = 2$,由此算出 $d_B' = 0.709\mu\text{m}$ 。结果与图5基本吻合。上面讨论的是第2和第3个通带的透射峰,至于第1个通带,由于其波长远大于A层和B层的厚度,光子晶体结构可以等效成均匀介质,因此,不能用微共振腔耦合的理论进行解释。

3 结论

基于微腔耦合共振模方法,通过数值计算,分析了消逝波在由普通介质构成的1维光子晶体中的传播规律。在很宽的禁带背景中,透射谱存在一系列通带,每个通带由分离的透射峰组成。电磁波是以微腔共振模通过消逝波耦合的方式传播。这种特殊的传播模式为实现高Q值多通道滤波提供了条件。

参考文献

- [1] KUZMIAK V, MARADUDIN A A, PINCEMIN F. Photonic band structures of two-dimensional systems containing metallic [J]. Phys Rev, 1994, B50(23):16835-16844.
- [2] SIGALAS M M, CHAN C T, HO K M, et al. Metallic photonic band-gap materials [J]. Phys Rev, 1995, B52(10):11744-11751.
- [3] FAN S, VILLENEUVE P R, JOANNOPOULOS J D. Large omnidirectional band gaps in metallodielectric photonic crystals [J]. Phys Rev, 1996, B54(16):11245-11251.
- [4] FENG S M, ELSON J M, OVERFELT P L. Optical properties of multilayer metal-dielectric nanofilms with all-evanescent modes [J]. Optics Express, 2005, 13(11):4113-4124.
- [5] FENG S M, ELSON J M, OVERFELT P L. Transparent photonic band in metallodielectric nanostructures [J]. Phys Rev, 2005, B72(8):085117-085123.
- [6] YAN M B, ZHOU P, WANG H L. Numerical analysis of transmission properties of SiO_2/Si photonic crystal [J]. Laser Technology, 2009, 33(1):50-52 (in Chinese).
- [7] WANG H, LI Y P. An eigen matrix method for obtaining the band structure of photonic crystals [J]. Acta Physica Sinica, 2001, 50(11):2172-2178 (in Chinese).
- [8] YARIV A, XU Y, LEE R K, et al. Coupled-resonator optical waveguide: a proposal and analysis [J]. Opt Lett, 1999, 24(11):711-713.