

文章编号:1004-4213(2010)s1-0048-6

一维光子晶体的有效折射率

褚博文,赵丽明,赵静

(首都师范大学 物理系 理论物理中心,北京 100048)

摘 要:本文针对有限周期的一维光子晶体引入了有效折射率的概念.利用传输矩阵的方法计算了光子晶体的复透射系数,在此基础上进一步得到了有效折射率的解析表达式.考虑到光子晶体的特殊空间结构及其存在光子禁带的特性,进而探讨了光子晶体带隙结构的特征及其有效折射率与光子晶体单层材料的折射率、光学厚度、物理厚度和中心波长的关系.研究发现组成单层材料的两种介质的折射率的比值和单层材料的物理厚度影响有效折射率的振荡幅度,单层材料的光学厚度影响有效折射率的振荡周期.中心波长对有效折射率无影响.

关键词:一维光子晶体;有效折射率;光子带隙

中图分类号:O437

文献标识码:A

doi:10.3788/gzxb201039s1.0048

0 引言

半导体的出现开辟了电子信息时代,使得电子工业和信息产业得到了迅猛的发展.20世纪70年代,光子的出现,让人们找到了电子信息高速度、高集成发展新的方向,研究人员不断寻找能够像半导体控制电子运动一样,能够控制光子运动的“光子半导体”.

20世纪80年代末,人们发现光在一种介电常量周期变化的空间介质中传播时,某些频率的光不能透过,即出现光子的频率禁带.之后“光子晶体”^[1-2]这一崭新的概念便出现在光学领域.光子晶体是一种折射率周期排列的合成材料,其主要特征就是存在光子禁带.在禁带中,某些频率范围的光不能透过;而在某些频率范围内的光是可以透过的.因此,光子晶体既可以是光子的绝缘体,又可以是光子的良导体.作为一种新兴的人工微结构材料,光子晶体是光学领域技术突破性进步的关键.

根据空间结构的不同,可以将光子晶体划分为一维、二维和三维光子晶体.一维光子晶体因其结构简单、易于制备,且同时具备二维、三维光子晶体的性质,具有较高的研究价值和广泛的应用前景.其中,最具潜能的应用是制备各种光学器件,如非线性光学限幅器^[3]、光子带边激光^[4]、高增益光学参量放大器^[5]和光子纤维^[6]等等.近来,光子晶体已经广泛应用到非线性光学领域.利用光子晶体特性来提高倍频波的转化效率可以采用如下途径:将基频波频

率和倍频波频率同时对准非线性光子晶体带边的某个共振态,由于基频波和倍频波的能量主要集中在非线性材料中,且基频波以及倍频波的有效折射率相同,满足所谓的相位匹配条件^[7].这种情形下,倍频波的转换效率会大大提高^[8-13].然而,这些条件并不容易满足,需要大量的参量调整.什么情形下,基频波和倍频波的有效折射率相同,满足什么样的规律,我们并不很清楚.

本文研究了有限周期的一维光子晶体的有效折射率,主要探讨影响有效折射率的因素.包括:1)通过完美晶体假设,对一维光子晶体的有效折射率进行定义,利用传输矩阵得到有效折射率的一般表达式;2)计算有效折射率.通过对一维光子晶体的有效折射率的讨论,得到如下结论:1)组成基本周期单元的两种介质的折射率对有效折射率的振荡周期没有影响,对振荡幅度有影响;2)基本周期单元的光学厚度对有效折射率的振荡周期有影响,物理厚度对有效折射率的振荡幅度有影响.

1 有效折射率的理论推导

考虑一个基本周期单元由 a、b 两种介质组成的一维光子晶体,其结构如图 1.假定介质 a 的折射率为 n_1 ,厚度为 a ;介质 b 的折射率为 n_2 ,厚度为 b .

由于光子禁带的存在,有效折射率^[10]应为复数形式.类比均匀介质中,光的传播相位与折射率的关系: $\Phi_t = k(\omega)D = \frac{\omega}{C}n_{\text{eff}}(\omega)D$,定义光子晶体的复有效

基金项目:国家自然科学基金(No. 60973098、No. 60873151、No. 90820306)资助

第一作者:褚博文(1986-),女,学士,主要研究方向为光子晶体理论. Email:69933018@qq.com

收稿日期:2011-01-26;修回日期:2011-02-21

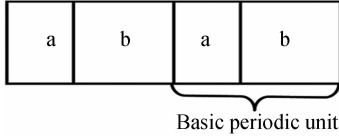


图1 一维光子晶体基本周期单元

Fig. 1 The basic periodic unit of one-dimensional photonic crystal

折射率^[14]为: $\hat{n}_{\text{eff}} = \frac{C}{\omega D} \Phi$. 由此可知,要想得到复有效折射率的具体表达式,需要求得相位 Φ ,这里由于有效折射率是复数形式,所以 Φ 不是简单的光透过有限长的一维光子晶体的总的相位. 接下来由透射系数来求相位 Φ .

像折射率一样,透射系数也应该是复数形式. 因此对于有限长的、 N 周期的一维光子晶体,假设光透过它的复透射系数^[15]为

$$t_N(\omega) = x(\omega) + iy(\omega) = \sqrt{T} e^{i\Phi_t} \quad (1)$$

式中, $\Phi_t = \arctan(y/x) \pm m\pi$, 是光通过晶体后的累计相位,它跟各层介质的折射率、厚度和总的周期数有关. m 为整数,其值需保证 Φ_t 为单调递增的函

数. 考虑到透射系数也是复数形式. 故假定 $\sqrt{T} = |t| = e^{-\gamma D}$, 其中, $\gamma = \frac{\omega}{C} n_{\text{lm}}$, n_{lm} 是复有效折射率的虚部,由于 $\sqrt{T} = e^{\ln \sqrt{T}}$, 从而有

$$t_N(\omega) = \sqrt{T} e^{i\Phi} = e^{\ln \sqrt{T}} e^{i\Phi} = e^{i\Phi} = x(\omega) + iy(\omega) \quad (2)$$

这里, $i\Phi = i\Phi_t + \ln \sqrt{T}$, 即 $\Phi = \Phi_t - i \ln \sqrt{T} = \Phi_t - \frac{i}{2} \ln(x^2 + y^2)$

因此,复有效折射率可表示为

$$\hat{n}_{\text{eff}} = \frac{C}{\omega D} \Phi = \frac{C}{\omega D} \left[\Phi_t - \frac{i}{2} \ln(x^2 + y^2) \right] \quad (3)$$

它的实部为 $n_{\text{real}} = \frac{C}{\omega D} \Phi_t$, 虚部为 $n_{\text{lm}} = -\frac{C}{2\omega D} \cdot$

$\ln(x^2 + y^2)$. 在透射带中, $x^2 + y^2 = 1$, 有效折射率的虚部为 0; 而在禁带中, 虚部很大, 相应电磁波在晶体中的衰减很快. 本文只研究复有效折射率的实部. 即下文中的有效折射率 n_{effr} .

由 $\left(\frac{y}{x}\right) = \frac{y_1 \sin N\beta}{x_1 \sin N\beta - (x_1^2 + y_1^2) \sin(N-1)\beta}$ ^[15] 有效折射率可以表述为

$$n_{\text{effr}} = \frac{C}{\omega D} \Phi_t = \frac{C}{\omega D} \left\{ \arctan \left[\frac{y_1 \sin N\beta}{x_1 \sin N\beta - (x_1^2 + y_1^2) \sin(N-1)\beta} \right] \pm m\pi \right\} \quad (4)$$

式(4)表明:要想确定一维光子晶体的有效折射率,需要确定光通过一个基本周期单元的透射系数的实部 x_1 和虚部 y_1 , 以及布洛赫相位 β 和整数 m .

式中, x_1, y_1 可以通过传输矩阵^[16]的方法得到

$$x_1 = T_{12} \frac{[\cos(k_a a + k_b b) - R_{12} \cos(k_a a - k_b b)]}{1 - 2R_{12} \cos 2k_b b + R_{12}^2} \quad (5)$$

$$y_1 = T_{12} \frac{[\sin(k_a a + k_b b) - R_{12} \sin(k_a a - k_b b)]}{1 - 2R_{12} \cos 2k_b b + R_{12}^2} \quad (6)$$

式中, $T_{12} = \frac{4n_1 n_2}{(n_1 + n_2)^2}$, $R_{12} = \frac{(n_1 - n_2)^2}{(n_1 + n_2)^2}$, 定义 β 为布洛赫相位, 反应了带隙结构, 满足 $\beta = k(\omega)d$, $k(\omega)$ 为布洛赫波矢. 由布洛赫定理可得

$$\cos[k(\omega)d] = \begin{bmatrix} \cos\left(\frac{n_1 \omega a}{C}\right) \cos\left(\frac{n_2 \omega b}{C}\right) \\ -\frac{n_1^2 + n_2^2}{2n_1 n_2} \sin\left(\frac{n_1 \omega a}{C}\right) \sin\left(\frac{n_2 \omega b}{C}\right) \end{bmatrix} \quad (7)$$

考虑到 Φ_t 是单调递增的, 且当 $\omega = 0$ 时, $m = 0$. 可以得到

$$m = \text{int} \left[\frac{N\beta}{\pi} + \frac{1}{2} \right] \quad (8)$$

因此,基本周期单元的透射系数的实部 x_1 和虚部 y_1 , 以及布洛赫相位 β 和整数 m 便可确定,进一步有效折射率便可求出.

2 有效折射率的计算

2.1 折射率的影响

令两介质满足 $n_1 a = n_2 b = \lambda_0 / 4 = \pi C / 2\omega_0$. ω_0 是第一禁带中心对应的频率, 所对应的中心波长为 λ_0 , 取 $\lambda_0 = 1$ 不变, 研究两介质的折射率对 β 和 n_{effr} 的影响.

2.1.1 保持 $n_1 = 1.35$ 不变——两介质的折射率对比度增大

定义相关频率 g 满足 $g = \omega / \omega_0$. 图 2 给出了保持 $n_1 = 1.35$ 不变的前提下, 增大 n_2 时, 参量 β 和 n_{effr} 随相关频率的变化曲线. 图中分别描述了 $n_1 = 1.35, n_2 = 2.35, n_1 = 1.35, n_2 = 2.7, n_1 = 1.35, n_2 = 3$ 三种情况的曲线. 实线代表 $n_1 = 1.35, n_2 = 2.35$, 点划线代表 $n_1 = 1.35, n_2 = 2.7$, 以及点线代表 $n_1 = 1.35, n_2 = 3$.

当 g 在 $(0, 10)$ 范围内变化时, 相应波长范围为 $[0.1, \infty]$. 随着 g 的增大, 有效折射率曲线总趋势呈下降趋势(图 2(b)). 禁带中心出现在 g 取 1, 3, 5... 等奇数处(图中垂直实线). 在每一个频带周期边缘, 即布洛赫相位曲线拐点处, $\beta = 0$, 且 $n_{\text{effr}} = 0$ (图中垂直虚线)(图 2(a)). 由 β 曲线可知带隙宽度为 0.348 6, 导带宽度为 1.651 4.

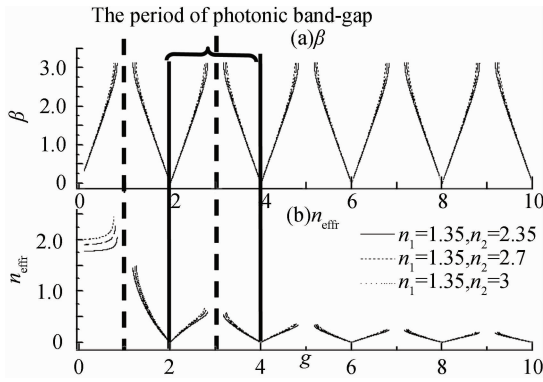


图2 保持 $n_1=1.35$ 不变, 两介质折射率对比度增大时的特性图

Fig. 2 The variation of β and the effective refractive index with relevant frequency when $n_1=1.35$ and changing the value of n_2

当 n_2 改变时, 所有参量的变化规律基本相同, 且禁带中心的位置保持不变, 但带隙宽度发生了变化. $n_2=2.35$ 时, 带隙宽度为 0.348 6; $n_2=2.7$ 时, 带隙宽度变为 0.432 8; 而 $n_2=3$ 时, 带隙宽度变为 0.495 4. 表明两介质高、低折射率比对带隙宽度有影响, 但并不影响禁带中心的位置. 随着 n_2/n_1 的增大, 带隙宽度增宽、相应的导带宽度变窄(图 2(a)). 此外, 当 n_2/n_1 变大时, 有效折射率的振荡周期并没有发生变化, 但是振荡幅度变大了(图 2(b)). 表明两介质高、低折射率比对有效折射率的振荡周期无影响, 对振荡幅度有影响.

2.1.2 保持 n_2/n_1 不变——两介质的折射率同比增大

图 3 给出了保持 $n_2/n_1=2$ 不变, 改变 n_1, n_2 时, 参量 β 和 n_{eff} 随相关频率的变化曲线. 图中分别描述了 $n_1=1, n_2=2, n_1=1.35, n_2=2.7, n_1=1.5, n_2=3$ 三种情况的曲线. 实线代表 $n_1=1, n_2=2$, 点划线代表 $n_1=1.35, n_2=2.7$, 以及点线代表 $n_1=1.5, n_2=3$.

当 n_1 和 n_2 改变时, 所有参量的变化规律基本相同, 且无论 n_1, n_2 如何改变, 带隙宽度均为 0.432 8(图 3(a)). 但相比 $n_1=1, n_2=2$ 的情况, 当 $n_1=1.35, n_2=2.7$ 时, 有效折射率曲线被纵向拉伸; 当 $n_1=1.5, n_2=3$ 时, 有效折射率曲线依然被纵向拉伸(图 3(b)). 表明当 n_1, n_2 同比变化时, 带隙宽度、导带宽度以及有效折射率的振荡周期都保持不变, 但有效折射率的振荡幅度发生了变化. 当 $n'_1/n_1 = n'_2/n_2 = 1.35$ 时, 对于所有频率, 晶体的有效折射率满足 $n'_{\text{eff}}/n_{\text{eff}} = 1.35$; 而当 $n'_1/n_1 = n'_2/n_2 = 1.5$ 时, 晶体的有效折射率满足 $n'_{\text{eff}}/n_{\text{eff}} = 1.5$. 本文计算了其它的 n_1 和 n_2 , 均满足 $n'_{\text{eff}}/n_{\text{eff}} = n'_1/n_1 = n'_2/n_2$.

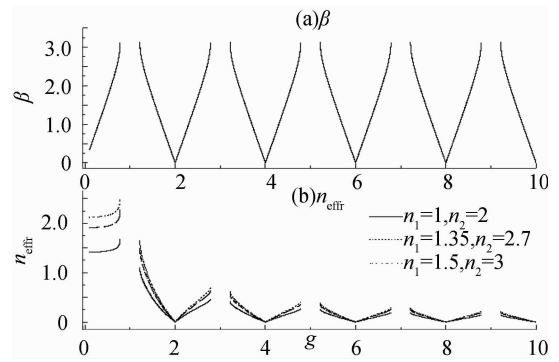


图3 保持 $n_2/n_1=2$ 不变, 两介质折射率同比增大时的特性图

Fig. 3 The variation of β and the effective refractive index with relevant frequency when changing the value of n_1 and n_2 ($n_2/n_1=2$)

2.2 波片类型的影响

下面讨论两介质的波片类型对 β 和 n_{eff} 的影响. 取 $\lambda_0=1, n_1=1, n_2=2$ 不变. 令 Δ 表示基本周期单元的厚度, Δ_a 为介质 a 的光学厚度, Δ_b 为介质 b 的光学厚度.

2.2.1 波片类型不同——基本周期单元的光学厚度不变, 物理厚度改变

首先, 研究基本周期单元的光学厚度不变, 物理厚度改变的情况. 图 4 给出了保持 $\Delta = \frac{3}{4}\lambda_0$ 不变, 改变 Δ_a 和 Δ_b 时, 参量 β 和 n_{eff} 随相关频率的变化曲线. 图中分别描述了 $\Delta_a = \frac{1}{4}\lambda_0, \Delta_b = \frac{1}{2}\lambda_0$ 和 $\Delta_a = \frac{1}{2}\lambda_0, \Delta_b = \frac{1}{4}\lambda_0$ 两种情况的曲线. 实线代表 $\Delta_a = \frac{1}{4}\lambda_0$,

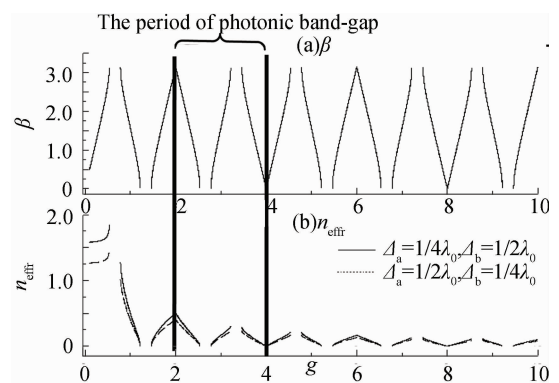


图4 保持 $\Delta = \frac{3}{4}\lambda_0$ 不变, 改变 Δ_a 和 Δ_b 时的特性图

Fig. 4 The variation of β and the effective refractive index with relevant frequency when changing the value of Δ_a and Δ_b ($\Delta = \frac{3}{4}\lambda_0$)

$\Delta_b = \frac{1}{2}\lambda_0$, 点线代表 $\Delta_a = \frac{1}{2}\lambda_0, \Delta_b = \frac{1}{4}\lambda_0$.

当 g 在 $(0, 10)$ 范围内变化时, 两种情况的 β 曲线完全重合, 随着 g 的增大, 有效折射率曲线总趋势呈下降趋势. 每一个频带周期内出现两个带隙. 由

β 曲线可知两个带隙宽度均为 0.248 3,两个导带宽度分别是 0.432 6 和 1.070 8(图 4(a)). 在每一个频段周期边缘,即布洛赫相位曲线拐点处, $\beta=0$ 时, $n_{\text{eff}}=0$; β 取极大值时, n_{eff} 也取极大值.

当 Δ_a 和 Δ_b 改变时,有效折射率曲线的振荡周期并没有发生变化,但是振荡幅度改变了(图 4(b)). 表明在基本周期单元光学厚度不变的情况下,改变各层介质的光学厚度,由于两介质折射率不同,基本周期单元的物理厚度改变了,对有效折射率的振荡周期无影响,对振荡幅度有影响.

仍然保持基本周期单元的光学厚度不变,继续改变各层介质的光学厚度,图 5 分别描述了 $\Delta_a = \frac{1}{4}\lambda_0$, $\Delta_b = \frac{1}{2}\lambda_0$, $\Delta_a = \frac{5}{12}\lambda_0$, $\Delta_b = \frac{1}{3}\lambda_0$ 和 $\Delta_a = \frac{3}{8}\lambda_0$, $\Delta_b = \frac{3}{8}\lambda_0$ 三种情况的曲线. 实线代表 $\Delta_a = \frac{1}{4}\lambda_0$, $\Delta_b = \frac{1}{2}\lambda_0$, 点划线代表 $\Delta_a = \frac{5}{12}\lambda_0$, $\Delta_b = \frac{1}{3}\lambda_0$, 以及点线代表 $\Delta_a = \frac{3}{8}\lambda_0$, $\Delta_b = \frac{3}{8}\lambda_0$. 发现虽然不同情况下带的结构很复杂,但带的基本形貌不变,只是有的地方劈裂,而有的地方没有劈裂(图 5(a)). 此外,有效折射率的振荡周期相同,而振荡幅度不同(图 5(b)). 表明保持基本周期单元的光学厚度不变,改变各层介质的光学厚度,带的基本形貌不变,有效折射率曲线只是被纵向拉伸或者压缩. 即有效折射率振荡周期没有变化,但是振荡幅度变化了. 我们计算了其他的 Δ_a 和 Δ_b , 得到类似的结果.

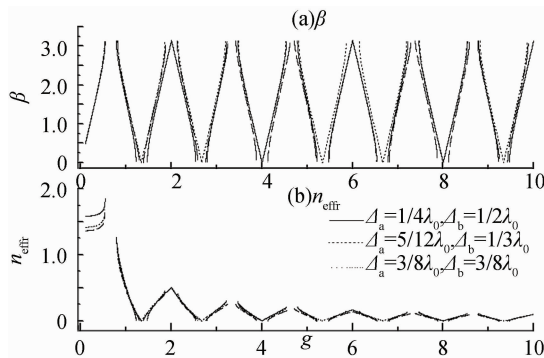


图 5 保持 $\Delta = \frac{3}{4}\lambda_0$ 不变,改变 Δ_a 和 Δ_b 时的特性图

Fig. 5 The variation of β and the effective refractive index with relevant frequency when changing the value of Δ_a and Δ_b ($\Delta = \frac{3}{4}\lambda_0$)

2.2.2 波片类型相同——基本周期单元的光学厚度、物理厚度均改变

为了简单,取两介质为同种类型的波片. 图 6 给出了 $\Delta_a = \Delta_b$ 情况下,改变 Δ_a 和 Δ_b 时,参量 β 和 n_{eff} 随相关频率的变化曲线. 图中分别描述了 $\Delta_a = \Delta_b =$

$\frac{1}{4}\lambda_0$ 和 $\Delta_a = \Delta_b = \frac{1}{2}\lambda_0$ 两种情况的曲线. 实线代表 $\Delta_a = \Delta_b = \frac{1}{4}\lambda_0$, 点线代表 $\Delta_a = \Delta_b = \frac{1}{2}\lambda_0$.

通过观察禁带中心的位置、带隙宽度等,发现当两介质的光学厚度均增大为原来的 2 倍时,带隙宽度和导带宽度变为原来的一半(图 6(a)). 此外,有效折射率的振荡周期和振荡幅度均发生了变化,且有效折射率的振荡周期变为原来的一半(图 6(b)). 本文计算了其他类型的波片,得到类似的结果. 表明在两种介质光学厚度相同的前提下,两介质的光学厚度同时变为原来的 N 倍时,材料的带隙宽度、导带宽度和有效折射率的振荡周期均变为原来的 $1/N$. 说明基本周期单元光学厚度的改变对带隙宽度、导带宽度和有效折射率的振荡周期都有影响. 此外,当基本周期单元的光学厚度增大时,物理厚度也增大了,有效折射率曲线整体被压缩. 即有效折射率的振荡周期和振荡幅度均受到影响.

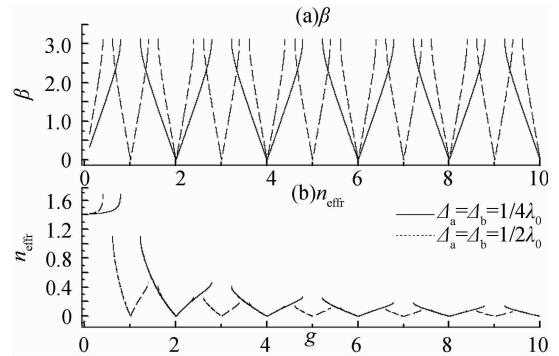


图 6 保持 $\Delta_a = \Delta_b$ 不变,改变 Δ_a 和 Δ_b 时的特性图

Fig. 6 The variation of β and the effective refractive index with relevant frequency with relevant frequency when changing the value of Δ_a and Δ_b ($\Delta_a = \Delta_b$)

综合 2.2.1 和 2.2.2 中得到的结论,得到:保持基本周期单元的光学厚度不变,改变两介质的光学厚度,此时基本周期单元的物理厚度也改变了. 发现带的结构发生了复杂的变化,但带的整体形貌不变. 有效折射率曲线只是被纵向拉伸或者压缩. 即有效折射率振荡周期没有变化,但是振荡幅度变化了.

改变基本周期单元的光学厚度、物理厚度. 取两介质的光学厚度相同,即 $\Delta_a = \Delta_b$, 当 Δ_a 和 Δ_b 同时扩大 N 倍时,带隙宽度、导带宽度和有效折射率的振荡周期均变为原来的 $1/N$. 有效折射率曲线整体被拉伸或者压缩. 即有效折射率的振荡周期和振荡幅度均发生了变化.

综上所述:基本周期单元的光学厚度对有效折射率的振荡周期有影响,物理厚度对有效折射率的振荡幅度有影响.

3 结论

通过上述分析得到:1)组成基本周期单元的二种介质的折射率对有效折射率的振荡周期没有影响,对振荡幅度有影响.当组成基本周期单元的两介质高、低折射率的比值增大时,带隙宽度变大、导带宽度变小;有效折射率曲线只是被纵向拉伸了.即有效折射率的振荡周期不变,振荡幅度改变.当组成基本周期单元的两介质的折射率同比扩大 N (N 为任意实数) 倍时,带隙宽度、导带宽度和有效折射率的振荡周期都不受影响,但是有效折射率扩大为原来的 N 倍.2)基本周期单元的厚度对有效折射率的振荡周期有影响,物理厚度对有效折射率的振荡幅度有影响.保持基本周期单元的厚度不变,即 $\Delta_a + \Delta_b = c$,改变 Δ_a 和 Δ_b ,此时基本周期单元的物理厚度改变了.发现虽然带隙位置发生了没有规律的变化,但是带的整体形貌不变.有效折射率曲线只是被纵向拉伸或者压缩了.即有效折射率的振荡周期没有变化,振荡幅度改变了.改变基本周期单元的厚度,取 $\Delta_a = \Delta_b$,当 Δ_a 和 Δ_b 同比扩大 N (N 为任意实数) 倍时,此时基本周期单元的物理厚度也变为原来的 N 倍.发现带隙宽度、导带宽度和有效折射率的振荡周期均变为原来的 $1/N$.有效折射率曲线整体被拉伸或者压缩了.即有效折射率的振荡周期和振荡幅度都改变了.

参考文献

- [1] YABLONOVITCH E. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics [J]. *Physical Review Letters*, 1987, **58**(20):2059-2062.
- [2] JOHN S. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices [J]. *Physical Review Letters*, 1987, **58**(23):2486-2489.
- [3] SCALORA M, DOWLING J P, BOWDEN C M, *et al.* Optical limiting and switching of ultrashort pulses in nonlinear photonic band gap materials [J]. *Physical Review Letters*, 1994, **73**(10):1368-1371.
- [4] DOWLING J P, SCALORA M, BLOEMER M J, *et al.* The photonic band edge laser: a new approach to gain enhancement [J]. *Journal of Applied Physics*, 1994, **75**(4):1896-1899.
- [5] SCALORA M, BLOEMER M J, MANKA A S, *et al.* Pulsed second-harmonic generation in nonlinear, one-dimensional, periodic structures [J]. *Physical Review A*, 1997, **56**(4):3166-3174.
- [6] KNIGHT J C, BIRKES T A, RUSSEL P, *et al.* Properties of photonic crystal fiber and the effective index model [J]. *JOSA A*, 1998, **15**(3):748-752.
- [7] MA Yang-hua, ZHAO Jian-lin, WANG Wen-li, *et al.* Optimum phase matching for SHG in biaxial crystals [J]. *Acta Physica Sinica*, 2005, **54**(5):2084-2089.
马仰华, 赵建林, 王文礼, 等. 双轴晶体中二次谐波产生的最佳相位匹配条件 [J]. *物理学报*, 2005, **54**(5):2084-2089.
- [8] DUMEIGE Y, VIDAKOVIC P, SAUVAGE S, *et al.* Enhancement of second-harmonic generation in a one-dimensional semiconductor photonic band gap [J]. *Applied Physics Letters*, 2001, **78**(20):3021-3023.
- [9] SCALORA M, BLOEMER M J, MANKA A S, *et al.* Pulsed second-harmonic generation in nonlinear, one-dimensional, periodic structures [J]. *Physical Review A*, 1997, **56**(4):3166-3174.
- [10] CENTINI M, SIBILIA C, SCALORA M, *et al.* Dispersive properties of finite, one-dimensional photonic band gap structures; applications to nonlinear quadratic interactions [J]. *Physical Review E*, 1999, **60**(4):4891-4898.
- [11] YANG H, XIE P, CHAN S K, *et al.* Efficient second harmonic generation from large band gap II-VI semiconductor photonic crystal [J]. *Applied Physics Letters*, 2005, **87**(13):131106-131108.
- [12] CENTINI M, AGUANNO G D, SCISCIONE L, *et al.* Non-phase-matched enhancement of second-harmonic generation in multilayer nonlinear structures with internal reflections [J]. *Optics Letters*, 2004, **29**(16):1924-1926.
- [13] LISCIDINI M, LOCATELLI A, ANDREANI L C, *et al.* Maximum-exponent scaling behavior of optical second-harmonic generation in finite multilayer photonic crystals [J]. *Physical Review Letters*, 2007, **99**(5):3907-3911.
- [14] BLOEMBERGEN N, SIEVERS A J. Nonlinear optical properties of periodic laminar structures [J]. *Applied Physics Letters*, 1970, **17**(11):483-486.
- [15] BENDICKSON J M, DOWLING J P, SCALORA M. Analytic expressions for the electromagnetic mode density in finite, one-dimensional, photonic band-gap structures [J]. *Physical Review E*, 1996, **53**(4):4107-4121.
- [16] YEH P, YARIV A, HONG C. Electromagnetic propagation in periodic stratified media. I. general theory [J]. *JOSA*, 1977, **67**(4):423-438.

Effective Refractive Index of a Finite One-Dimensional Photonic Crystal

CHU Bo-wen, ZHAO Li-ming, ZHAO Jing

(Center of Theoretical Physics, Department of Physics, Capital Normal University, Beijing 100048, China)

Abstract: The effective refractive index of finite one-dimensional photonic crystal (PC) was investigated. Firstly, the concept of a complex effective refractive index for the structure of finite periodic PC was introduced. Then the complex transmission coefficient was calculated by using the transfer matrix method. On this basis, analytical expression of the effective refractive index could be derived. Considered by the spatial structure of photonic crystal and the existence of photonic band-gap, the characteristics of photonic band-gap structure, the effective refractive index, optical thickness, physical thickness and the center wavelength were investigated. It is found that amplitude of oscillation for the effective refractive index can be effected by the ratio of refractive index of the basic periodic structure and the physical thickness of the basic periodic structure of PC; Center wavelength has no effect on the effective refractive index.

Key words: One-dimensional photonic crystal; Effective refractive index; Photonic band-gap