

# 正负折射率材料组成的半无限一维光子晶体的反射率<sup>\*</sup>

王振德<sup>1)</sup> 刘念华<sup>1)†</sup>

1) 南昌大学物理系, 南昌 330031)

2) 南昌大学高等研究院, 南昌 330031)

(2008 年 5 月 19 日收到, 2008 年 7 月 1 日收到修改稿)

计算了由正负折射率材料交替生长形成的半无限一维光子晶体的反射率, 发现在带隙中, 反射率等于 1, 在通带内, 半无限结构的反射率是有限层结构迅速振荡的反射率平均的结果. 当该结构中正负折射率材料的光学厚度相互抵消时, 会出现零平均折射率能隙. 解析地证明了该结构零平均折射率附近的能隙几乎不随入射角度和偏振情况变化, 而且跟晶格常数的标度无关.

关键词: 半无限光子晶体, 反射率, 负折射率

PACC: 7820, 4270Q, 4225B

## 1. 引 言

最近, 含特异材料的光子晶体引起了人们的广泛关注. 由于特异材料具有特殊的电磁性质, 使包含特异材料的光子晶体具有一些新的带隙结构. 例如, 由正常材料和负折射率材料<sup>[1]</sup> (介电常数和磁导率均为负值) 交替生长形成的一维光子晶体中存在零平均折射率能隙<sup>[2,3]</sup>, 由负磁导率材料和负介电常数材料交替生长形成的一维光子晶体中存在零有效相位能隙<sup>[4,5]</sup>, 由两类单负材料(介电常数和磁导率中只有一个为负值)交替生长形成的一维光子晶体中存在跟入射角度和极化无关的共振隧穿模<sup>[6-10]</sup>等.

当电磁波入射到某一结构的光子晶体中时, 我们关心的是该结构的反射系数和透射系数, 以及电磁波通过该结构后的振幅和相位的变化情况. 对于有限层结构的一维光子晶体, 复的反射系数和透射系数可以利用 Fresnel 公式逐层迭代得到<sup>[11]</sup>, 也可以利用传输矩阵方法得到<sup>[12,13]</sup>. 对于有限层结构的一维光子晶体, 由于前进波与后退波的干涉作用, 其反射谱和透射谱在通带频率范围内会随频率的变化振荡, 且层数越多, 振荡得越快.

事实上, 在固体物理中半导体能带的概念是建

立在具有平移对称性的无限的周期性晶格的基础之上, Bloch 定理成立的前提是体系具有无限的周期性结构. 只有在无限周期性结构的前提下, 能带与带隙才有确定的边界, Brillouin 区等固体物理的概念才有意义. 尽管“无限”是一种理想的情况, 但这种理想模型给出的物理规律的表述比较简单, 且包含了本质的物理内涵, 对实际应用具有指导意义. 例如, 一维无限周期性结构的能带可简单地表示为  $\cos\beta d = \frac{1}{2} \text{Tr} U$ ,  $U$  为跨越一个原胞的传输矩阵, 它能准确地给出允许模式的能量范围.

当一维光子晶体中的周期数比较多时, 通带内的反射率将急剧振荡. 这种急剧振荡会被界面的粗糙、层厚的涨落、介质的吸收等因素抹平, 实际测量的反射率与透射率与按照理想情况计算的反射谱与透射谱有较大的差别. 因此, 有必要给出一个简单的计算半无限周期结构一维光子晶体的反射系数公式, 对反射谱给出定性的描述, 并避免多层结构的数值计算带来的各种计算误差.

本文用传输矩阵方法和 Bloch 定理, 给出了半无限周期结构一维光子晶体的反射系数公式, 并利用该公式计算了由正负折射率材料交替生长形成的半无限一维光子晶体的反射率. 当该结构中正负折射率材料的光学厚度相互抵消时, 会出现零平均折射率能隙, 我们对零平均折射率能隙的一些特性进

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金(批准号: 10664002)和教育部长江学者与创新团队发展计划(批准号: JRT0730)资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯联系人. E-mail: nhliu@ncu.edu.cn

行了研究,并解析地分析了出现上述特性的原因.

## 2. 物理模型与推导

考虑由  $A, B$  两种介质沿  $z$  轴方向交替生长的半无限一维光子晶体,折射率分别为  $n_1$  和  $n_2$ , 相应的厚度分别为  $a$  和  $b$ , 晶格常数为  $d = a + b$ , 介电常量和磁导率分别为  $\epsilon_1, \mu_1$  和  $\epsilon_2, \mu_2$ .

我们考虑 TE 极化下频率为  $\omega$  的单体平面波入射, 设沿  $x$  方向的波矢为  $q$ , 沿  $z$  方向的波矢为  $k$ , 则有  $q = \frac{\omega}{c} \sin \theta$ , 其中  $\theta$  为入射角.

对于一维多层结构, 连接电磁场的传输矩阵关系为<sup>[12]</sup>

$$\chi_j(z + \Delta z, \omega) = M_j(\Delta z, \omega) \chi_j(z, \omega), \quad (1)$$

其中二分量波函数

$$\chi_j(z, \omega) = \begin{pmatrix} \psi_j(z) \\ \phi_j(z) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_j(z, \omega) \\ i c H_j(z, \omega) \end{pmatrix}. \quad (2)$$

传输矩阵

$$M_j(\Delta z, \omega) = \begin{pmatrix} \cos(k_j \Delta z) & -(i Y_j)^{-1} \sin(k_j \Delta z) \\ i Y_j \sin(k_j \Delta z) & \cos(k_j \Delta z) \end{pmatrix}. \quad (3)$$

假定入射面的坐标为  $z = z_0$ , 经过简单计算我们得到反射系数

$$r = \frac{Y_0 - \sigma}{Y_0 + \sigma}, \quad (4)$$

其中  $Y_0 = -i \frac{k_0 c}{\omega \mu_0}$ ,  $k_0, \mu_0$  分别为入射端处沿  $z$  轴的波数和磁导率,  $\sigma$  是约化的表面导纳, 记为

$$\sigma = \frac{Y_N x_{11} - x_{21}}{Y_N x_{12} - x_{22}}, \quad (5)$$

其中  $Y_N = -i \frac{k_N c}{\omega \mu_N}$ ,  $k_N, \mu_N$  分别为出射端处沿  $z$  轴的波数和磁导率,  $x_{ij}$  是连接  $N$  层有限层结构的入射端和出射端的传输矩阵元, 且

$$X_N = \prod_{j=1}^N M_j(d_j, \omega) = \begin{pmatrix} x_{11} & x_{12} \\ x_{21} & x_{22} \end{pmatrix}. \quad (6)$$

对半无限的周期结构,  $\sigma$  不能由 (5) 式求得, 但我们可以从 Bloch 定理出发求得  $\sigma$ . 按照 Bloch 定理

$$\chi(z + d) = e^{i\beta d} \chi(z), \quad (7)$$

其中  $d$  为晶格常数,  $\beta = \beta_1 + i\beta_2$ , 为复 Bloch 波数. 跨越一个周期  $AB$  传输矩阵关系为

$$\chi(z + d) = U \chi(z), \quad (8)$$

其中  $U = M(b, \omega) M(a, \omega) = \begin{pmatrix} u_{11} & u_{12} \\ u_{21} & u_{22} \end{pmatrix}$ ,  $a, b$  分别为  $A, B$  层对应的厚度. 求解  $U$  的本征值方程, 得到它的两个本征值

$$\Lambda_+ = \eta + \sqrt{\eta^2 - 1}, \quad \Lambda_- = \eta - \sqrt{\eta^2 - 1}, \quad (9)$$

其中  $\eta = \frac{1}{2} \text{Tr} U = \frac{1}{2}(u_{11} + u_{22})$ .

当  $|\eta| < 1$  时, 令  $\cos \Theta = \eta$ , 此时的本征值可记为

$$\Lambda_{\pm} = \cos \Theta \pm i \sin \Theta = e^{\pm i \Theta}. \quad (10)$$

当  $|\eta| > 1$  时,  $\Lambda_{\pm}$  为实数, 舍掉发散的解, 此时的本征值可记为

$$\Lambda = \eta(1 - \sqrt{1 - 1/\eta^2}). \quad (11)$$

将本征值代入本征方程可得入射端  $z_0$  处的本征函数(未归一化)

$$\chi_{\pm}(z_0) = \begin{pmatrix} u_{12} \\ \Lambda_{\pm} - u_{11} \end{pmatrix}. \quad (12)$$

它实际上是 Bloch 类型的波函数在  $z_0$  处的值. 由 (12) 式我们容易得到

$$\sigma = \frac{\psi(z_0)}{\phi(z_0)} = \frac{\Lambda - u_{11}}{u_{12}}. \quad (13)$$

将 (13) 式代入 (4) 式, 从而得到

$$r = \frac{Y_0 u_{12} - (\Lambda - u_{11})}{Y_0 u_{12} + (\Lambda - u_{11})}. \quad (14)$$

此即为半无限周期结构的反射系数.

## 3. 数值计算与分析

在本节的数值计算中, 考虑以  $AB$  为周期的半无限一维光子晶体, 我们取  $A$  层的材料参数为  $\epsilon_1 = 4, \mu_1 = 1$ ,  $B$  层为各向同性的负折射率材料, 其介电常数和磁导率分别写为<sup>[3]</sup>

$$\epsilon_2(\omega) = \epsilon - \frac{\alpha}{\omega^2}, \quad \mu_2(\omega) = \mu - \frac{\beta}{\omega^2}, \quad (15)$$

其中  $\omega$  的单位为 GHz, 以上的色散关系可以在普通微带传输线上周期性加载电容及电感形成的“左手”传输线上实现. 在下面的计算中, 我们取  $\epsilon = 1.21$ ,  $\mu = 1.0$ ,  $\alpha = \beta = 100$ ,  $A, B$  层的厚度分别为  $a = 12$  mm,  $b = 6$  mm, 且  $\omega$  以  $\omega_0 = 2\pi c$  为单位,  $z$  以  $\lambda_0 = 2\pi c/\omega_0$  为单位.

图 1 是在入射角  $\theta = 0$  的情况下, 多层结构的一维光子晶体和半无限周期结构的一维光子晶体的反射谱, 其中实线代表半无限周期结构的反射谱, 点线

是取周期数为 16 时多层结构的反射谱. 可以看出, 在禁带频率范围内, 二者的反射率均严格等于 1, 事实上, 当  $|\eta| > 1$  时(禁带中),  $\Delta$  为实数, 由(14)式可知此时  $|r|^2 = 1$ ; 而在通带, 多层结构的反射率随频率的变化快速振荡, 半无限结构的反射率则是多层结构振荡的平均效果, 反射率曲线光滑连接. 因此, 如果将半无限周期结构的光子晶体看成大块介质, 方程(14)可以替代 Fresnel 反射系数公式.

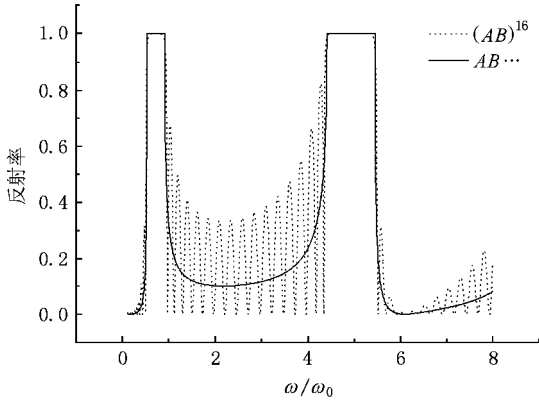


图 1 正入射时多层结构和半无限周期结构一维光子晶体的反射谱

图 2 给出了半无限结构下光子能隙随入射角度和偏振的变化关系, 其中实线表示 TE 极化下不同入射角情况下的反射谱, 虚线表示 TM 极化下不同入射角情况下的反射谱. 从图中可以看出, 半无限结构的反射谱不会像有限结构的反射谱那样快速抖动, 在中心频率为  $\omega/\omega_0 = 0.70$  的低频带隙内, 反射率严格等于 1, 该能隙随入射角度和偏振的变化很不敏感, 能隙的中心频率随角度和偏振的移动很微小, 由于在该能隙所在频率范围内, 平均折射率  $\bar{n} = (n_1 a + n_2 b) / (a + b) = 0$ , 因此被称为零平均折射率能隙, 而高频部分的能隙为 Bragg 能隙(此时  $A, B$  两种材料均为正折射率材料), 无论是横电波还是横磁波, 在反射谱中均随入射角度的增加向高频显著移动, 且对应的横磁波的 Bragg 能隙中心频率的移动比横电波的剧烈, 而且在  $\theta = 0.35\pi = 63^\circ$  附近, 横磁波所对应的 Bragg 能隙的上下带边重合, 能隙关闭, 形成尖锐的反射峰, 这可以从图 2(e) 看出, 但随着角度的继续增大, 该能隙又被打开, 这可以从图 2(f) 看出.

两种能隙随入射角度和偏振的变化关系的不同是由于两种能隙的产生原因不同. Bragg 能隙是由 Bragg 相干散射机理产生的, 它强烈依赖于电磁波在

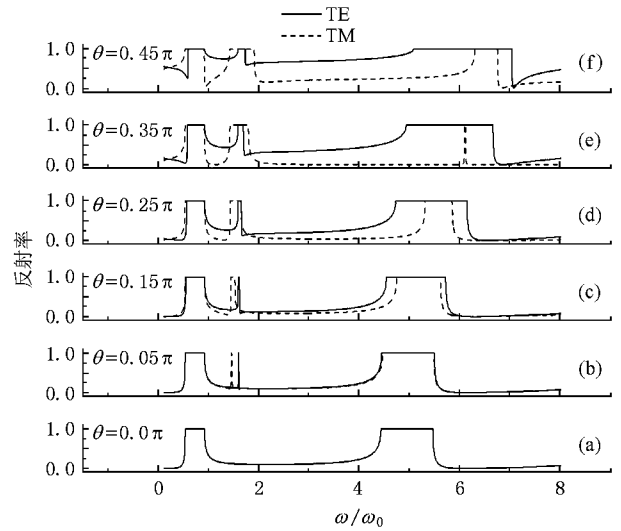


图 2 正负折射率材料组成的半无限周期结构的反射率随入射角度和偏振的变化关系

周期性结构中的干涉条件, 当电磁波的入射角度和偏振发生变化时, 干涉条件随之改变, 从而导致 Bragg 能隙在频谱中发生移动, 而零平均折射率能隙在满足正、负折射率材料中的光学厚度相互抵消时出现, 其对应的 Bloch 波数为纯虚数, Bloch 波数的实部为零说明零平均折射率能隙的产生不是源于长程相干的 Bragg 散射机理.

由于能隙的位置由  $|\eta^\delta| > 1$  ( $\delta = \text{TE, TM}$ ) 决定, 我们通过分析零平均折射率对应频率处  $\eta^\delta$  随角度的关系来说明零平均折射率附近的能隙对角度和偏振的变化很不敏感. 下面以 TE 极化为例,

$$\begin{aligned} \eta^{\text{TE}} &= \frac{1}{2} (u_{11}^{\text{TE}} + u_{22}^{\text{TE}}) \\ &= \cos k_1 a \cos k_2 b - \frac{1}{2} \left( \frac{k_1/\mu_1}{k_2/\mu_2} + \frac{k_2/\mu_2}{k_1/\mu_1} \right) \\ &\quad \times \sin k_1 a \sin k_2 b, \end{aligned} \quad (16)$$

其中

$$k_l = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_l \mu_l - q^2} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_l \mu_l - \sin^2 \theta} \quad (l = 1, 2), \quad (17)$$

可以证明, 在零平均折射率对应的频率  $\omega/\omega_0 = 0.70$  处,  $|\eta^{\text{TE}}| > 1$  并取极大值, Bloch 波数有最大的虚部, 我们将该频率取为带隙中心.

将  $\eta^{\text{TE}}$  对  $\theta$  求导, 可得

$$\begin{aligned} \frac{d\eta^{\text{TE}}}{d\theta} &= f(k_1, k_2, a, b, \mu_1, \mu_2) \\ &\quad + f(k_2, k_1, b, a, \mu_2, \mu_1), \end{aligned} \quad (18)$$

其中

$$\begin{aligned} & f(k_1, k_2, a, b, \mu_1, \mu_2) \\ &= \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\sin 2\theta}{2k_1} \left[ a \sin k_1 a \cos k_2 b \right. \\ &+ \frac{1}{2} \left( \frac{1/\mu_1}{k_2/\mu_2} - \frac{k_2/\mu_2}{k_1/\mu_1} \right) \sin k_1 a \sin k_2 b \\ &+ \left. \frac{1}{2} \left( \frac{k_1/\mu_1}{k_2/\mu_2} + \frac{k_2/\mu_2}{k_1/\mu_1} \right) a \cos k_1 a \sin k_2 b \right]. \quad (19) \end{aligned}$$

我们知道在零平均折射率对应频率  $\omega/\omega_0 = 0.70$  处,有

$$k_1 a + k_2 b = 0, \quad n_1 a + n_2 b = 0, \quad (20)$$

把(20)式代入(16)式即可得到

$$\eta^{\text{TE}} \Big|_{\omega/\omega_0=0.70} = 1 + \frac{(\gamma - 1)^2}{2\gamma} \sin^2 k_1 a > 1, \quad (21)$$

其中  $\gamma = -\frac{b\mu_2}{a\mu_1} > 0$  且  $\gamma \neq 1$ , 因此零平均折射率对应的频率处在带隙中.

把(20)式代入(18)式得

$$\begin{aligned} \frac{d\eta^{\text{TE}}}{d\theta} \Big|_{\omega/\omega_0=0.70} &= \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\sin 2\theta}{2} \frac{a^2 + b^2}{a} \\ &\times f_1(k_1, k_2, \mu_1, \mu_2) \sin k_1 a \cos k_1 a \\ &+ \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\sin 2\theta}{2} f_2(k_1, k_2, \mu_1, \mu_2) \\ &\times \sin k_1 a (-\sin k_1 a), \quad (22) \end{aligned}$$

其中

$$\begin{aligned} & f_1(k_1, k_2, \mu_1, \mu_2) \Big|_{\omega/\omega_0=0.70} \\ &= \frac{1}{k_1} \left[ 1 - \frac{1}{2} \left( \frac{k_1/\mu_1}{k_2/\mu_2} + \frac{k_2/\mu_2}{k_1/\mu_1} \right) \right] \\ &= \frac{1}{k_1} \left[ 1 + \frac{1}{2} \left( \frac{b\mu_2}{a\mu_1} + \frac{a\mu_1}{b\mu_2} \right) \right], \quad (23) \\ & f_2(k_1, k_2, \mu_1, \mu_2) \Big|_{\omega/\omega_0=0.70} \\ &= \frac{1}{2k_1} \left( \frac{1/\mu_1}{k_2/\mu_2} - \frac{k_2/\mu_2}{k_1/\mu_1} \right) + \frac{1}{2k_2} \left( \frac{1/\mu_2}{k_1/\mu_1} - \frac{k_1/\mu_1}{k_2/\mu_2} \right) \\ &= \frac{1}{2k_1^2} \left[ \frac{\mu_1}{\mu_2} \left( \frac{a}{b} - \frac{b}{a} \right) + \frac{\mu_2}{\mu_1} \left( \frac{b^3}{a^3} - \frac{b}{a} \right) \right]. \quad (24) \end{aligned}$$

上述结果在零平均折射率对应频率附近仍近似成立. 根据给定的材料参数和结构参数( $b/a = 1/2$ ), 我们发现在零平均折射率能隙的高频带边处( $\omega/\omega_0 = 0.91$ )满足  $\mu_1/\mu_2 \approx -2$ , 此时  $f_1, f_2$  均等于零, 且跟入射角  $\theta$  和晶格常数的标度无关(只跟厚度比值和磁导率的比值有关), 从而  $\eta^{\text{TE}}$  对  $\theta$  的导数等于零, 说明高频带边随角度的变化很不敏感. 跟晶格常数的标度无关. 我们进一步计算了零平均折射率能

隙的中心频率( $\omega/\omega_0 = 0.70$ )和低频带边附近频率( $\omega/\omega_0 = 0.90$ )处  $\eta^{\text{TE}}$  对  $\theta$  在  $\theta = 0.45\pi$  时的导数值, 即

$$\begin{aligned} \frac{d\eta^{\text{TE}}}{d\theta} \Big|_{\omega/\omega_0=0.70, \theta=0.45\pi} &= -4.18 \times 10^{-3}, \\ \frac{d\eta^{\text{TE}}}{d\theta} \Big|_{\omega/\omega_0=0.90, \theta=0.45\pi} &= -3.62 \times 10^{-4}. \quad (25) \end{aligned}$$

可见二者的导数值都约等于零, 因此, 在零平均折射率对应频率  $\omega/\omega_0 = 0.70$  附近, 半无限周期结构下, 零平均折射率能隙的反射率严格等于 1, 且该能隙随角度变化很不敏感. 同理, 对 TM 极化下, 也存在类似的证明.

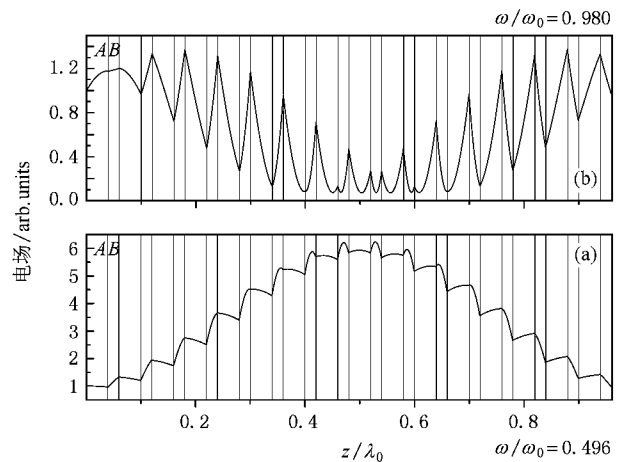


图3 对应图 2(a) 正入射时零平均折射率能隙低频带边(a)和高频带边(b)的电场分布

从物理机理来看, 能隙随入射角度和偏振的变化关系跟相应的场强分布情况密切相关. 对于零平均折射率能隙, 由于正负折射率材料界面两侧的磁导率符号相反, 而磁场正比于磁导率倒数和电场导数的乘积, 因此为了满足边界条件——电场和磁场的切向分量在界面处连续, 电场的导数在界面两侧必须异号或为零, 这就导致电场能量的大部分局域在正负材料的界面上, 形成特殊的界面模式. 图 3(a) 和 (b) 分别对应图 2(a) 正入射时中心频率为  $\omega/\omega_0 = 0.70$  的零平均折射率能隙低频带边和高频带边的场分布, 可以看出, 电场分布正是界面模式, 电场能量主要局域于正负材料的界面上. 由于界面模式的形成源于负折射率材料的特性, 与周期结构中波的干涉作用无关, 从而导致零平均折射率能隙几乎不随入射角度和偏振情况变化, 这和我们解析证明得到的结果完全相同.

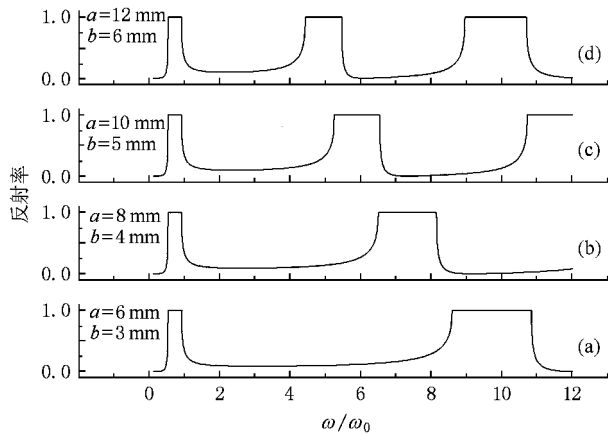


图4 正入射时半无限周期结构的反射率随晶格常数的标度的变化关系

图4 计算了半无限周期结构下正入射时的反射率随不同结构参数的变化情况,其中(d)为  $a = 12$  mm,  $b = 6$  mm 时的反射谱 (a)–(c) 为该结构的晶格常数的标度分别变为原来的  $1/2$  (相当于正负折射率层的厚度均乘以  $1/2$ )、 $2/3$ 、 $5/6$  后,结构的反射谱. 通过比较可以发现,零平均折射率能隙与晶格常数的标度无关,它不随晶格常数的标度的变化而移动;与此相反,Bragg 能隙则随晶格常数的标度的变化发生显著移动,且随着标度的增大,在正入射时能隙逐渐变窄并向低频移动.

## 4. 结 论

本文用传输矩阵方法和 Bloch 定理,推导了半无限周期结构一维光子晶体的反射系数公式,并用该公式计算了由正负折射率材料交替生长形成的半无限一维光子晶体的反射谱. 发现在通带频率范围,半无限结构的反射率曲线不会像有限层结构的发射率曲线那样随频率的变化振荡,而是有限层结构振荡的平均效果,反射率曲线光滑连接.

当该结构中正负折射率材料的光学厚度相互抵消时,会出现零平均折射率能隙,通过计算该结构的反射谱发现零平均折射率能隙几乎不随入射角度和偏振情况变化,而且跟晶格常数的标度无关. 这是由于能隙的位置由  $|\eta^{\delta}| > 1$  ( $\delta = \text{TE}, \text{TM}$ ) 决定,在零平均折射率对应频率  $\omega/\omega_0 = 0.70$  附近满足相位相消条件,使得在该频率附近范围内  $\eta^{\delta}$  对  $\theta$  的导数约等于零,从而解释了零平均折射率能隙随角度和偏振的变化很不敏感. 从物理机理来看,我们发现零平均折射率能隙上下带边的电场分布呈现界面模式,电场能量主要局域于正负折射率材料的界面上,由于界面模的形成源于负折射率材料的特性,与周期结构中波的干涉作用无关,从而导致零平均折射率能隙几乎不随入射角度和偏振情况变化.

[1] Smith D R, Kroll N 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 2933  
 [2] Li J, Zhou L, Chan C T, Sheng P 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 083901  
 [3] Jiang H T, Chen H, Li H Q, Zhang Y W 2003 *Appl. Phys. Lett.* **83** 5386  
 [4] Jiang H T, Chen H, Li H Q, Zhang Y W, Zi J, Zhu S Y 2004 *Phys. Rev. E* **69** 066607  
 [5] Wang L G, Chen H, Zhu S Y 2004 *Phys. Rev. B* **70** 245102  
 [6] Alu A, Engheta N 2003 *IEEE Trans. Antennas Propagat.* **51** 2558  
 [7] Guan G S, Jiang H T, Li H Q, Zhang Y W, Chen H, Zhu S Y 2006 *Appl. Phys. Lett.* **88** 211112

[8] Jiang H T, Chen H, Zhu S Y 2006 *Phys. Rev. E* **73** 046601  
 [9] Dong L J, Jiang H T, Yang C Q, Shi Y L 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 4657 (in Chinese) [董丽娟、江海涛、杨成全、石云龙 2007 物理学报 **56** 4657]  
 [10] Deng X H, Liu N H, Liu G Q 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 7280 (in Chinese) [邓新华、刘念华、刘根泉 2007 物理学报 **56** 7280]  
 [11] Born M, Wolf E 1999 *Principles of Optics* (Cambridge: Cambridge University Press) p63  
 [12] Liu N H, Zhu S Y, Chen H, Wu X 2002 *Phys. Rev. E* **65** 046607  
 [13] Wang T B, Liu N H 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 5878 (in Chinese) [王同标、刘念华 2007 物理学报 **56** 5878]

# Reflectivity of semi-infinite one-dimensional photonic crystal composed of alternate layers of ordinary material and negative refraction material<sup>\*</sup>

Wang Zhen-De<sup>1)</sup> Liu Nian-Hua<sup>1,2)†</sup>

<sup>1)</sup> *Physics Department, Nanchang University, Nanchang 330031, China*

<sup>2)</sup> *Institute for Advanced Study, Nanchang University, Nanchang 330031, China*

( Received 19 May 2008 ; revised manuscript received 1 July 2008 )

## Abstract

The reflection on the semi-infinite periodic one-dimensional photonic crystal composed of alternate layers of ordinary material and negative refraction material is investigated. We find that the reflectivity is exactly equal to 1 in the forbidden frequency gap, and in the pass band, it averages out the rapid fluctuation of reflection of the finite structure. When the optical thickness of both ordinary material and negative refraction material are in opposite sign, there will be a zero- $\bar{n}$  band gap. We analytically prove that the zero- $\bar{n}$  band gap is insensitive to incident angle and polarization. It is also anticipated that the zero- $\bar{n}$  band gap is invariant with the scaling of lattice constant.

**Keywords** : semi-infinite photonic crystal, reflectivity, negative refractive index

**PACC** : 7820, 4270Q, 4225B

---

<sup>\*</sup> Project supported by the National Science Foundation of China ( Grant No. 10664002 ), and by Program for Changjiang Scholars and Innovative Research Team in University ( No. IRT0730 ).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail : nhliu@ncu.edu.cn