

表层厚度渐变一维耦合腔光子晶体的反射相位特性及其应用

戚志明 梁文耀

Reflection phase characteristics and their applications based on one-dimensional coupled-cavity photonic crystals with gradually changed thickness of surface layer

Qi Zhi-Ming Liang Wen-Yao

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 65, 074201 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.074201

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.074201>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I7>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

等离子体填充金属光子晶体 Cherenkov 辐射源模拟研究

[Simulation of cherenkov radiation oscillation in a plasma-filled metallic photonic crystal](#)

物理学报.2016, 65(7): 074208 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.074208>

基于磁光子晶体的低损耗窄带 THz 滤波器

[Low loss and narrow-band THz filter based on magnetic photonic crystals](#)

物理学报.2016, 65(2): 024210 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.024210>

基于磁流体光子晶体的可调谐近似零折射率研究

[Tunable near-zero index of self-assembled photonic crystal using magnetic fluid](#)

物理学报.2016, 65(1): 014213 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.014213>

混合准周期异质结构的带隙补偿与展宽

[Photonic bandgap compensation and extension for hybrid quasiperiodic heterostructures](#)

物理学报.2016, 65(1): 014214 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.014214>

表层厚度渐变一维耦合腔光子晶体的反射相位特性及其应用

[Reflection phase characteristics and their applications based on one-dimensional coupled-cavity photonic crystals with gradually changed thickness of surface layer](#)

物理学报.0, (): 14217-014217 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.014217>

# 表层厚度渐变一维耦合腔光子晶体的反射相位特性及其应用\*

戚志明<sup>1)</sup> 梁文耀<sup>2)†</sup>

1)(广东开放大学, 广东理工职业学院, 广州 510091)

2)(华南理工大学物理与光电学院, 广州 510640)

(2015年7月29日收到; 2015年9月9日收到修改稿)

利用传输矩阵法研究了表层厚度渐变的一维非对称耦合腔光子晶体的反射相位特性. 研究表明, 光子禁带内(包括缺陷模附近)的反射率在98%以上, 且基本不受表层厚度影响, 特别是, 在非正入射情况下, 简并的缺陷模随着表层厚度的变化会发生分裂; 进一步研究发现, 在缺陷模分裂处附近, TE, TM偏振的反射相位以及它们之间的相位差均敏感地依赖于表层厚度的变化, 从而使得反射光的偏振态也随表层厚度的变化而敏感变化, 其物理机理在于缺陷模分裂所造成的剧烈相位变化. 基于上述特性, 设计了一种表层厚度呈二维周期变化的一维光子晶体结构, 从该结构反射的激光经透镜聚焦后, 在聚焦区域同时存在各种偏振态(包括沿不同方向的线偏振、左旋或右旋圆偏振、椭圆偏振等)的子光束, 它们叠加后在聚焦区域将产生具有无规相位和无规偏振态的光场. 以上结果能有效降低激光的相干性, 在激光核聚变等领域有潜在的应用价值.

**关键词:** 光子晶体, 传输矩阵法, 相位, 偏振

**PACS:** 42.70.Qs, 42.25.Ja, 92.60.Ta

**DOI:** 10.7498/aps.65.074201

## 1 引言

激光具有高方向性、高亮度、高单色性和高相干性等独特的优点. 由于以上这些特性, 激光技术得到了迅速的发展, 已经被广泛应用于光通信、计算机工程、工业加工、手术治疗、生物医学、军事和科研等各个领域. 然而, 近年来人们发现在某些新的应用领域, 例如激光核聚变聚焦、激光雷达和激光显示等领域<sup>[1-3]</sup>, 仅需要利用激光的高方向性、高亮度和高单色性, 而相干性则会在这些应用中产生不利的影响, 因此人们迫切希望能够降低甚至消除激光相干性的影响.

光子晶体是类比固体晶格结构制备的人工结构材料, 被誉为“光子硅”, 二十多年来有关光子晶体的研究得到了世界各国的重视. 早期, 人们利用

其光子带隙<sup>[4,5]</sup>、缺陷模<sup>[6]</sup>和光子通带的振幅和频率特性设计了众多光子晶体器件<sup>[7-14]</sup>, 但是基于相位特性的光子晶体器件较少报道. 近年来, 人们发现光子晶体的相位特性在许多物理现象和实际应用中扮演着重要角色, 例如在超光速、超慢光和微腔应用等方面<sup>[15-17]</sup>. 近期的研究表明光子晶体中存在有趣的相位特性, 例如, 从反射带的一边到另一边反射相移为 $2\pi$ 、缺陷模附近的透射相位存在 $\pi$ 跃变等<sup>[18,19]</sup>, 人们据此设计了宽带玻片、差分相移键控调制器和相位延迟器等相位器件<sup>[20-22]</sup>.

本文利用传输矩阵法研究了一维非对称耦合腔光子晶体随表面层厚度变化的反射相位特性. 发现电磁波的反射率基本不随表层厚度变化, 但是在缺陷模分裂处附近, 反射光的TE, TM偏振的反射相位、它们之间的相位差对光子晶体表层厚度的变

\* 国家自然科学基金(批准号: 11504114, 11247253)、国家留学基金、中央高校基本科研业务费专项资金(批准号: 2015ZZ056)和广东开放大学2015年度科研项目(批准号: 1513)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: liangwenyao@scut.edu.cn

化却十分敏感,从而可产生各种各样的偏振态. 根据这些特性,我们设计了一种表层厚度为二维周期调制结构的一维光子晶体结构,在一定条件下利用该结构可在聚焦区域降低激光光场的相干性.

## 2 任意材料的一维光子晶体传输矩阵法

首先介绍任意材料的一维光子晶体传输矩阵方法<sup>[23]</sup>. 由于光波的磁场分量可由波矢和电场分量叉乘运算求出,所以仅研究电场的传播,本文只讨论平面波的情况.

我们以一维周期膜系光子晶体为研究对象,周期单元的结构如图1所示. 设第 $m$ 层材料的介电常数、磁导率和几何厚度分别为 $\varepsilon_m$ ,  $\mu_m$  和  $d_m$ . 注意这里 $\varepsilon_m$  和  $\mu_m$  适用于任意材料,可取正值、负值或是依赖于频率而变化;第 $m$ 层折射率定义为 $n_m = (\varepsilon_m \mu_m)^{1/2}$ , 其值可为复数. 从空气中( $n_0 = 1$ )以 $\theta$ 角度斜入射到一维光子晶体上的平面波可分解为TE偏振(电矢量 $\perp$ 入射面)和TM偏振(电矢量 $\parallel$ 入射面).

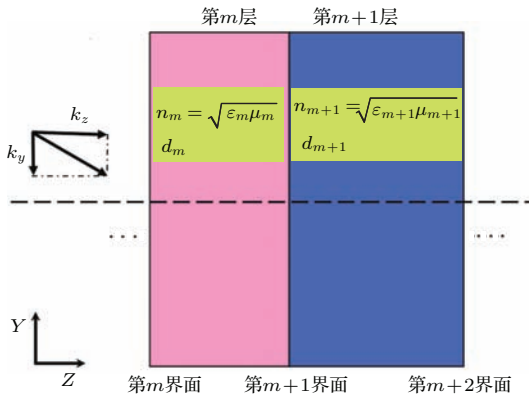


图1 (网刊彩色) 任意材料组成的一维光子晶体示意图(设共有 $N$ 层)

Fig. 1. (color online) Schematic of one-dimensional  $N$ -layer photonic crystal consisting of arbitrary materials.

假定平面波在 $YZ$ 平面内传播,且 $Z$ 方向为一维层状结构的法线方向,则第 $m$ 层电场分量可表示为

$$E_m(y, z) = (p_m e^{-ik_{mz}d_m} + q_m e^{ik_{mz}d_m}) e^{-ik_{my}y}, \quad (1)$$

其中,  $k_{my}$  和  $k_{mz}$  为第 $m$ 层内波矢在 $Y$ 和 $Z$ 轴上的分量,且满足 $k_{mz} = [\varepsilon_m \mu_m (\omega/c)^2 - k_{my}^2]^{1/2}$ ;  $\omega$ 为

电磁波的角速度;  $c$ 为真空中光速;系数 $p_m$ 和 $q_m$ 分别为前向和后向传播平面波的振幅.

结合膜层界面处电场切向分量连续和Bloch定理,由传输矩阵理论可知第0层(即入射介质)振幅系数 $[p_0, q_0]^T$ 和从位于最后的第 $N$ 层出射的振幅系数 $[p_{N+1}, q_{N+1}]^T$ 之间满足:

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} p_0 \\ q_0 \end{bmatrix} &= \mathbf{V}_0^{-1} \left\{ \prod_{m=1}^N (\mathbf{V}_m \mathbf{U}_m \mathbf{V}_m^{-1}) \right\} \mathbf{V}_{N+1} \begin{bmatrix} p_{N+1} \\ 0 \end{bmatrix} \\ &= \mathbf{V}_0^{-1} \left\{ \prod_{m=1}^N \mathbf{M}_m \right\} \mathbf{V}_{N+1} \begin{bmatrix} p_{N+1} \\ 0 \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (2)$$

注意,(2)式中已考虑到出射介质中没有后向的反射波,即 $q_{N+1} = 0$ . (2)式中各矩阵具体为

$$\begin{cases} \mathbf{U}_m = \begin{bmatrix} e^{ik_{mz}d_m} & 0 \\ 0 & e^{-ik_{mz}d_m} \end{bmatrix}, \\ \mathbf{V}_m = \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ \eta_m & -\eta_m \end{bmatrix}, \\ \mathbf{M}_m = \begin{bmatrix} \cos \delta_m & \frac{j}{\eta_m} \sin \delta_m \\ j\eta_m \sin \delta_m & \cos \delta_m \end{bmatrix}. \end{cases} \quad (3)$$

(3)式中第三式的位相厚度 $\delta_m = (2\pi/\lambda_0)n_m d_m \cos \theta_m$ ,其中 $\lambda_0$ 和 $\theta_m$ 分别为真空中波长和第 $m$ 层介质中的折射角. $\eta_m$ 为第 $m$ 层光学导纳,对TE偏振(即S偏振),有 $\eta_m^{\text{TE}} = n_m \cos \theta_m$ ;对于TM偏振(即P偏振),有 $\eta_m^{\text{TM}} = n_m / \cos \theta_m$ .

为方便起见,我们记

$$\mathbf{T} = \mathbf{V}_0^{-1} \left( \prod_{m=1}^N \mathbf{M}_m \right) \mathbf{V}_{N+1} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix},$$

称 $\mathbf{T}$ 为该系统的传递矩阵,它的作用是将电磁场从入射介质经膜系传递到出射介质中,则(2)式可改写为

$$\begin{bmatrix} p_0 \\ q_0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} p_{N+1} \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (4)$$

由此可得到整个一维光子晶体的反射系数 $r$ 和透射系数 $t$ 分别为

$$\begin{cases} r = \frac{q_0}{p_0} = \frac{T_{21}}{T_{11}}, \\ t = \frac{p_{N+1}}{p_0} = \frac{c_{0/N+1}}{T_{11}}, \end{cases} \quad (5)$$

其中,

$$c_{0/N+1} = \begin{cases} \frac{\cos \theta_0}{\cos \theta_{N+1}} & (\text{TE 偏振}), \\ 1 & (\text{TM 偏振}). \end{cases}$$

需要注意的是, (5) 式中反射系数  $r$  和透射系数  $t$  均为复数, 它们的幅角分别对应反射相位  $\varphi_r$  和透射相位  $\varphi_t$ .

我们进一步求得光波通过一维光子晶体的反射率  $R$  和透射率  $T$ :

$$R_{\text{TE, TM}} = \frac{T_{21}}{T_{11}} \cdot \left( \frac{T_{21}}{T_{11}} \right)^*, \quad (6)$$

$$\begin{cases} T_{\text{TE}} = \frac{n_{k+1} \cos \theta_{k+1}}{n_0 \cos \theta_0} \cdot \frac{1}{T_{11} T_{11}^*}, \\ T_{\text{TM}} = \frac{n_{k+1} \cos \theta_0}{n_0 \cos \theta_{k+1}} \cdot \frac{1}{T_{11} T_{11}^*}. \end{cases} \quad (7)$$

在后文中, 我们将利用上述公式详细研究一维光子晶体的反射特性, 包括反射率和反射相位的变化规律, 并探讨其在激光消相干方面的应用.

### 3 反射相位和偏振对一维光子晶体表层的厚度依赖关系

#### 3.1 简单光子晶体结构

首先, 我们讨论反射光的相位随光子晶体表层的厚度变化的依赖关系. 为了更好地揭示相位和表层的厚度依赖关系, 我们从最简单的结构  $H_S(LH)^7$  出发, 其中  $H$  和  $L$  分别代表高、低折射率材料, 满足  $n_S = n_H = 2.45$ ,  $n_L = 1.38$  和  $n_L d_L = n_H d_H = \lambda_0/4$ ,  $\lambda_0$  为中心波长;  $H_S$  为表层结构, 与  $H$  材料相同但厚度  $d_S$  不同. 可以看出, 除表层  $H_S$  外的结构  $(LH)^7$  实质上是一个规整膜系, 该膜系在中心波长附近存在较宽的光子禁带. 设频率位于禁带内的一束光从空气中入射到光子晶体, 我们利用传输矩阵法计算其反射率和反射相位, 结果分析如下.

光子晶体禁带的反射率几乎不随表层厚度  $d_S$  的变化而改变, 换言之,  $d_S$  对光子禁带宽度几乎不产生任何影响. 但是光子晶体的反射相位却对  $d_S$  的变化非常敏感. 图 2 (a) 给出了正入射时中心频率  $\omega/\omega_0 = 1$  处的反射相位随  $d_S$  的变化 (此时不分 TE, TM 偏振). 可以看出, 当  $d_S$  从 0 增大到  $\lambda_0/4$  的过程中, 反射相位从 0 逐渐增大到  $\pi$ . 斜入射时需分

别计算 TE 和 TM 偏振的反射相位. 图 2 (b) 给出了  $30^\circ$  入射情况下, TE 和 TM 偏振的反射相位随  $d_S$  变化的依赖关系. 可以看到, 无论 TE 还是 TM 偏振, 其情况均与正入射时类似, 在  $d_S$  从 0 增至  $\lambda_0/4$  的过程中, 反射相位也相应增大, 其幅度也接近于  $\pi$ , 不同之处在于初始反射相位为负值. 图 2 (c) 给出了 TE 和 TM 偏振的相位差  $\Delta\theta = \theta_{\text{TM}} - \theta_{\text{TE}}$  随  $d_S$  变化的关系. 可看出  $\Delta\theta$  变化很小, 这说明它们的相位差对表层厚度变化不敏感. 以上结果表明, 对于  $H_S(LH)^7$  简单结构, 其反射率几乎不随表层厚度的变化而变化, 但是反射相位的变化却十分敏感, 这种特性可以用来显著改变反射光的相位. 然而斜入射时, TE 和 TM 偏振的反射相位差变化很小. 由于光的偏振态依赖于 TE, TM 偏振的相位差, 可见  $H_S(LH)^7$  这种简单的光子晶体结构不能显著改变反射后合成光的偏振态.

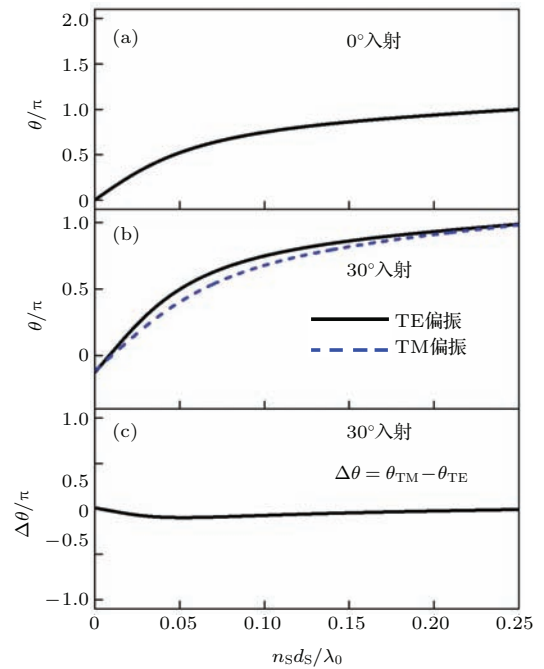


图 2 (网刊彩色) 结构  $H_S(LH)^7$  中心频率处的反射相位对表层光学厚度的依赖关系 (a) 正入射; (b)  $30^\circ$  入射时, TE, TM 偏振的反射相位; (c)  $30^\circ$  入射时, TM, TE 偏振之间的反射相位差

Fig. 2. (color online) The relations between reflection phase and the thickness of surface layer for the simple structure of  $H_S(LH)^7$  at central frequency: (a) Normal incidence case; (b) reflection phases of both TE and TM polarizations, and (c) the phase difference between the two polarizations at an incident angle of  $30^\circ$ .



### 3.2 一维非对称多耦合腔光子晶体结构

为了得到显著的偏振态变化, 需要寻找合适的光子晶体结构来产生敏感的反射相位差变化. 事实上, 有多种类型的光子晶体结构能够显著改变反射光的相位差. 在此我们选择一维非对称多耦合腔光子晶体结构进行研究:  $H_S L(HL)^2 D(LH)^3 L(HL)^3 D(LH)^3 L(HL)^3 D(LH)^3 L(HL)^3 D(LH)^7$ , 该结构含有五个耦合腔D, 其中  $n_D d_D = \lambda_0/2$ , 其他各参数与前面讨论的简单结构相同. 对于该光子晶体结构, 我们计算了正入射和倾斜入射情况下TE, TM偏振的反射相位与表层厚度之间的关系. 图3(a)–(c)分别给出了  $\omega/\omega_0 = 1.02513$  处正入射反射相位、 $30^\circ$  入射时TE和TM偏振反射相位以及它们之间相位差随表层厚度变化的分布.

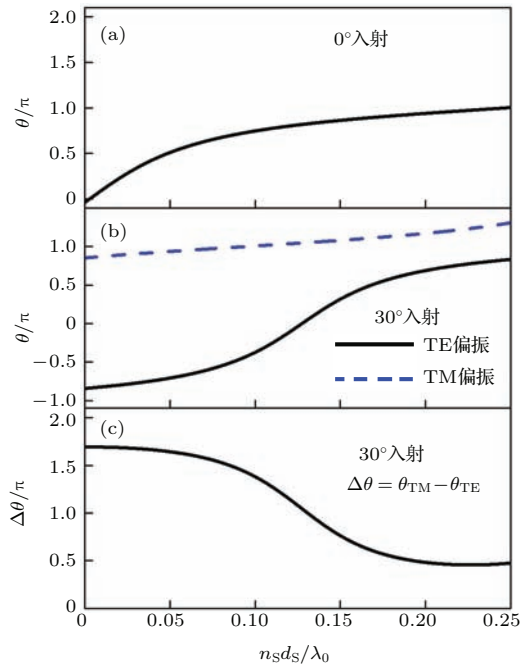


图3 (网刊彩色)  $\omega/\omega_0 = 1.02513$  处反射相位对表层光学厚度的依赖关系 (a) 正入射; (b)  $30^\circ$  入射 TE, TM 偏振的反射相位; (c)  $30^\circ$  入射时, TM, TE 偏振之间的反射相位差

Fig. 3. (color online) The relations between reflection phase and the thickness of surface layer for the coupled-cavity photonic crystal at  $\omega/\omega_0 = 1.02513$ : (a) Normal incidence case; (b) reflection phases of both TE and TM polarizations, and (c) the phase difference between the two polarizations at an incident angle of  $30^\circ$ .

由图3可以看出, 正入射时, 随着表面层的光学厚度从0增大到  $\lambda_0/4$ , 反射光的相位变化量为  $\pi$ .

但是对于倾斜入射, 尽管TE和TM偏振的反射相位都随表层厚度的增大而增大, 但变化量却不再是  $\pi$ . 具体而言, TE偏振的反射相位从  $-0.83\pi$  增大到  $0.84\pi$ , 变化量为  $1.67\pi$ ; TM偏振的反射相位则从  $0.88\pi$  增大到  $1.36\pi$ , 变化量为  $0.48\pi$ . 而且值得注意的是, 对于不同的表层厚度, TE和TM偏振的相位差  $\Delta\theta$  不再是恒定常数, 而是敏感地依赖于表层厚度(图3(c)), 这意味着从不同表层厚度反射回来的光波将具有不同的偏振态. 进一步计算表明, 对于不同频率的入射光, 即使以相同角度入射到上述光子晶体结构, 其相位差  $\Delta\theta$  随表层厚度  $d_S$  的变化也会有所不同.

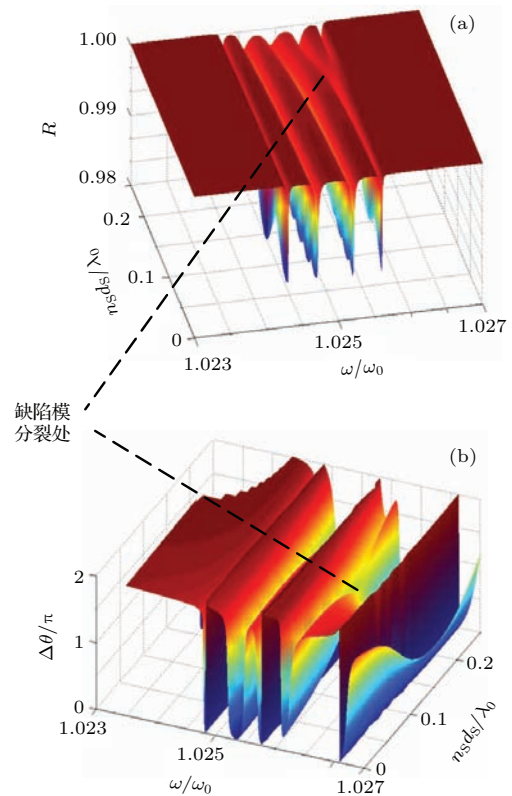


图4 (网刊彩色)  $30^\circ$  入射时, (a) 反射率分布图和 (b) 相位差  $\Delta\theta = \theta_{TE} - \theta_{TM}$  分布图

Fig. 4. (color online) Panels (a) and (b) are the distributions of reflectivity and reflection phase difference  $\Delta\theta = \theta_{TE} - \theta_{TM}$  at an incident angle of  $30^\circ$ , respectively.

为了更直观地反映上述规律, 我们给出了  $30^\circ$  入射下的反射率和  $\Delta\theta$  随频率和表层光学厚度变化的三维分布情况, 如图4(a)和图4(b)所示. 从图4(a)的反射率可以看出, 在光子禁带内反射率接近于1, 即使在缺陷模位置附近, 其反射率仍在98%以上, 而且反射率基本不受表层光学厚度的影响. 我们注意到, 当表层光学厚度从0增大到  $\lambda_0/4$

时, 缺陷模由四个分裂为五个. 不同角度入射情况下, 缺陷模发生分裂的频率范围有所不同, 对于  $30^\circ$  入射, 缺陷模发生分裂的归一化频率范围约为 1.025—1.027. 接下来我们分析 TE, TM 偏振相位差  $\Delta\theta$  的特点. 由图 4 (b) 可以看出, 在缺陷模式发生分裂的频率附近,  $\Delta\theta$  随表层光学厚度  $n_S d_S / \lambda_0$  的变化十分敏感, 而在其他频率区域,  $\Delta\theta$  随表层厚度变化不敏感. 图 5 给出了几个典型频率处的  $\Delta\theta$  变化曲线. 可看到  $\Delta\theta$  覆盖了  $0—1.23\pi$  之间相当大的范围.

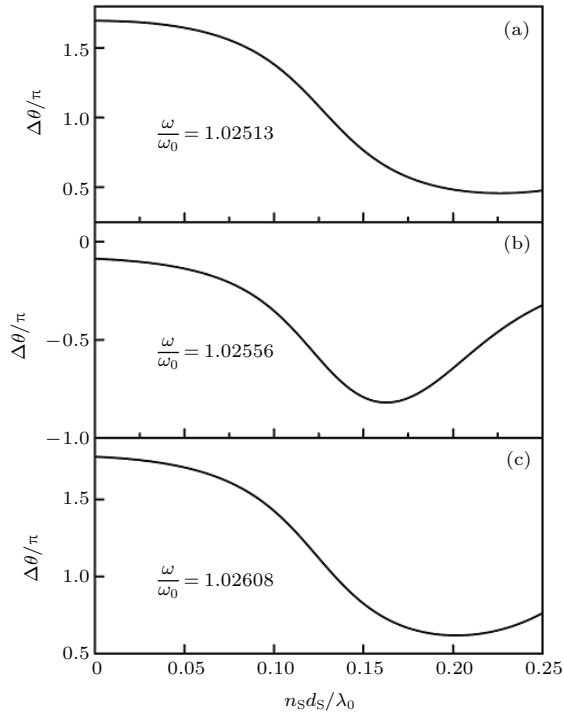


图 5 几个典型频率处的反射相位差  $\Delta\theta$  与表层光学厚度的关系  
 Fig. 5. Several typical curves of the relation between reflection phase difference  $\Delta\theta$  and the thickness of surface layer.

我们知道, 任意偏振态的光都可以分解为 TE 和 TM 偏振两个分量; 反过来, TE, TM 偏振分量的大小和它们之间的相位差决定了合成光的偏振态. 由上述讨论结果可以知道, 在适当的频率范围内, 从上述结构表面反射后的电磁波相位差  $\Delta\theta$  变化范围很大, 因此, 从不同表层厚度反射后的光能够产生各种各样的偏振态, 包括沿不同方向的线偏振、左旋或右旋圆偏振、椭圆偏振等. 表 1 以  $\omega/\omega_0 = 1.02513$  为例给出了 TE, TM 偏振分量大小相等时在不同相位差  $\Delta\theta$  下对应的几种特殊偏振态, 同时表中还给出了各偏振态相应的表层光学厚度.

表 1  $\omega/\omega_0 = 1.02513$  处不同表层光学厚度对应的反射光偏振态

Table 1. The polarizations of reflected lights from different thicknesses of surface layer at  $\omega/\omega_0 = 1.02513$ .

$\Delta\theta$	$0.5\pi, 1.5\pi$	$0.75\pi, 1.25\pi$	$\pi$
$n_S d_S / \lambda_0$	0.211, 0.091	0.157, 0.117	0.136

综上所述, 对于一维非对称耦合腔光子晶体结构, 当表层厚度变化时, 光子禁带内的反射率基本不变, 但在缺陷模发生分裂处附近, TE, TM 之间的反射相位及它们之间的相位差快速连续地变化, 能够出现各种各样的相位及偏振态, 这一性质可用于降低光场的相干性.

#### 4 基于一维光子晶体反射相位特性的激光消相干方案

一维光子晶体反射相位特性在许多应用领域有重要的实用价值, 例如, 可用于降低聚焦区域激光的空间相干性. 激光相干性包括时间相干性和空间相干性, 时间消相干意味着干涉斑纹快速变化, 从时间积分效果上消除斑纹的稳定性; 空间消相干意味着在相干时间内增大迭加的独立斑纹数, 利用斑纹的空间交错迭加使斑纹均匀化, 从而使光强分布均匀. 根据反射光相位对表层厚度的依赖关系, 我们设计了一种在聚焦区域实现无规相位激光的消相干方案. 首先, 在玻璃衬底制作上述的一维耦合腔非对称光子晶体结构, 然后再在该结构最上面镀上单层的二维周期结构, 其光学厚度变化为在  $0—\lambda_0/4$  之间连续周期性变化, 如图 6 (a) 所示. 其表层起伏周期在几十到上百微米之间, 远大于入射波长以及光子晶体的纵向尺寸, 因而对于入射光来说表层依然可近似看作“平坦表面”, 不会产生光栅衍射损耗. 要制作该表面结构, 只需要在制作最后一层时插入一个二维周期掩膜, 与光子晶体之间保持一定距离蒸镀, 来产生  $0—\lambda_0/4$  之间连续变化的光学厚度. 一束窄带线偏振激光从上述光子晶体结构反射后, 由于在禁带内 (包括缺陷模附近) 反射率很高且几乎不随表层厚度而变化, 因此反射光强基本不变; 但是其反射波面可以看成是具有随空间连续变化相位及不同偏振态的无数子光束. 将该反射

光束聚焦后, 在聚焦区域将同时存在各种各样的偏振态.

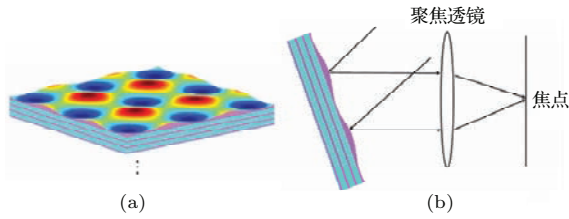


图6 (网刊彩色) (a) 用于产生无规相位激光的光子晶体结构示意图, 表层光学厚度在  $0-\lambda_0/4$  之间呈二维周期变化; (b) 一维光子晶体消相干方案光路示意图

Fig. 6. (color online) (a) Schematic of the designed photonic crystal with two-dimensional periodic varying thickness of surface layer from 0 to  $\lambda_0/4$ ; (b) schematic of light-path configuration for eliminating coherence based on one-dimensional photonic crystal.

下面进一步考虑聚焦后聚焦区域的光场特性. 当反射光束被聚焦于聚焦区域时, 该处的光场可以用多光束干涉模型进行分析. 多束光在空间  $\mathbf{r}$  处迭加的总光强为

$$I(\mathbf{r}, t) = \sum_i \mathbf{E}_i^2 + \sum_{i < j} 2\mathbf{E}_i \cdot \mathbf{E}_j \gamma_{ij} \times \Delta d \cos[(\omega_i - \omega_j)t - (\mathbf{k}_i - \mathbf{k}_j) \cdot \mathbf{r} + (\phi_i - \phi_j)], \quad (8)$$

其中,  $\mathbf{E}_i$  和  $\mathbf{E}_j$  为电场偏振矢量,  $\Delta d$  为子光束间距离,  $\mathbf{k}_i$  和  $\mathbf{k}_j$  为波矢,  $\phi_i$  和  $\phi_j$  为初相位,  $\gamma_{ij}$  为复相干系数. (8) 式右端的第二求和项是相干项, 包含偏振矢量点乘  $\mathbf{E}_i \cdot \mathbf{E}_j$ 、复相干系数  $\gamma_{ij}$ 、频率差  $(\omega_i - \omega_j)$  和初相位差  $(\phi_i - \phi_j)$  四个变量. 相应地可有四种控制干涉的方法: 1) 当偏振矢量点积为零时, 干涉项消失; 2) 当子光束间距大于光束相干长度时,  $\gamma_{ij} = 0$ , 可消除空间距离大于相干长度的子光束间的干涉; 3) 当两束光的频率不相等时, 干涉项的时间平均值为零, 干涉斑纹在时间上被均匀化; 4) 改变两干涉间的相位差, 可引起整个干涉斑纹移动, 如果是多组斑纹独立迭加, 那么可以通过控制相位差使得各组斑纹在空间彼此交错, 同样可以达到消相干的目的.

图6(b)是一维光子晶体消相干方案光路示意图. 由于从上述结构反射后的光束各点的相位发生了显著改变, 经过聚焦后, 聚焦区域同时存在的各种相位使得斑纹彼此交错而产生强度均匀化效果, 最后各种偏振态的存在使得(8)式中的点积统计结果接近于零. 因此, 在聚焦区域的光场可视为具有

无规相位的非相干光场. 有很多应用需要在聚焦区域产生非相干激光, 例如激光核聚变、激光显示和激光雷达等.

## 5 结 论

本文研究了表层厚度渐变一维光子晶体的反射特性. 研究表明, 对于简单结构, 光子禁带内 TE, TM 偏振的反射相位随表层厚度连续变化, 但两偏振的相位差基本不随表层厚度变化, 这一性质不利于改变反射光的偏振态; 但对于一维非对称耦合光子晶体, 其结果却明显不同, 表现在: 光子禁带内(包括缺陷模附近)的反射率基本不受表层厚度影响, 但 TE, TM 偏振的反射相位差却随表层厚度改变而敏感变化, 且其相位差  $\Delta\theta$  亦敏感地依赖于表层厚度, 从而导致反射光的偏振态也产生敏感变化, 其物理机理在于缺陷模的分裂所造成的相位剧烈变化. 利用以上反射相位特性, 我们设计了一种表层厚度周期变化一维光子晶体结构, 窄带激光从该结构反射并聚焦后, 可在聚焦区域形成具有无规相位和无规偏振态的光场. 以上结果能有效降低激光的相干性, 在激光核聚变等领域有实际的应用潜力.

## 参考文献

- [1] Kato Y, Mima K, Miyanaga N, Arinaga S, Kitagawa Y, Nakatsuka M 1984 *Phys. Rev. Lett.* **53** 1057
- [2] Wang L, Tschudi T, Halldórsson T, Petursson P R 1998 *Appl. Opt.* **37** 1770
- [3] Ghofraniha N, Viola I, Maria F D, Barbarella G, Gigli G, Conti C 2013 *Laser Photon. Rev.* **7** 432
- [4] Mejía-Salazar J R, Porras-Montenegro N 2015 *Superlattice. Microst.* **80** 118
- [5] Wang H, Sha W, Huang Z X, Wu X L, Shen J 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 184210 (in Chinese) [王辉, 沙威, 黄志祥, 吴先良, 沈晶 2014 物理学报 **63** 184210]
- [6] Liu Q N 2013 *Chin. J. Lasers* **40** 0806001 (in Chinese) [刘启能 2013 中国激光 **40** 0806001]
- [7] Xu H Z, Zhong R H, Wang X L, Huang X 2015 *Appl. Opt.* **54** 4534
- [8] Wang X, Gao W, Hung J, Tam W Y 2014 *Appl. Opt.* **53** 2425
- [9] Zhu Q G, Dong X Y, Wang C F, Wang N, Chen W D 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 034209 (in Chinese) [朱奇光, 董昕宇, 王春芳, 王宁, 陈卫东 2015 物理学报 **64** 034209]
- [10] Liang W Y, Chen W H, Yin M, Yin C P 2014 *J. Opt.* **16** 065101
- [11] Li W, Zhang X, Lin X, Jiang X 2014 *Opt. Lett.* **39** 4486
- [12] Liang W Y, Liu X M, Yin M 2013 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **46** 495109

- [13] Bao Y J, Li S G, Zhang W, An G W, Fan Z K 2014 *Chin. Phys. B* **23** 104218
- [14] Gao Y H, Xu X S 2014 *Chin. Phys. B* **23** 114205
- [15] Baba T 2008 *Nat. Photon.* **2** 465
- [16] Winful H G 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 023901
- [17] Yang X, Yu M, Kwong D L, Wong C W 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 173902
- [18] Wu K S, Dong J W, Wang H Z 2008 *Appl. Phys. B* **91** 145
- [19] Liang W Y, Xu Z H, Liang J K, Chen Y J 2013 *Chin. J. Quantum Electron.* **30** 250 (in Chinese) [梁文耀, 徐梓浩, 梁俊铿, 陈亿菁 2013 量子电子学报 **30** 250]
- [20] Zhang W, Liu J, Huang W P, Zhao W 2009 *Opt. Lett.* **34** 2676
- [21] Liang W Y, Yin M, Li C, Yin C P, Wang H Z 2013 *J. Opt.* **15** 035101
- [22] Zhang X, Chen Y 2012 *J. Opt. Soc. Am. B* **29** 2704
- [23] Born M, Wolf E (Translated by Yang X S *et al.*) 2005 *Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light* (7th Ed.) (Beijing: Publishing House of Electronics Industry) pp49–59 (in Chinese) [玻恩 M, 沃耳夫 E 著 (杨葭荪等译) 2005 光学原理 (第7版) (电子工业出版社) 第49—59页]



# Reflection phase characteristics and their applications based on one-dimensional coupled-cavity photonic crystals with gradually changed thickness of surface layer\*

Qi Zhi-Ming<sup>1)</sup> Liang Wen-Yao<sup>2)</sup>†

1) (*The Open University of Guangdong and Guangdong Polytechnic Institute, Guangzhou 510091, China*)

2) (*School of Physics and Optoelectronics, South China University of Technology, Guangzhou 510640, China*)

( Received 29 July 2015; revised manuscript received 9 September 2015 )

## Abstract

In this paper, we first improve the traditional transfer matrix method to adapt to one-dimensional photonic crystal consisting of arbitrary materials, and then use it to study the reflection phase characteristics of two kinds of photonic crystals, i.e., a simple periodic photonic crystal structure and a coupled-cavity asymmetric photonic crystal with gradually changed thickness of surface layer. For both of the structures, the reflectivity within photonic band gap is above 98% and hardly affected by the thickness of the surface layer. However, their reflection phases exhibit distinctly different properties. For the simple photonic crystal structure, the reflection phases of both TE and TM polarizations are sensitively dependent on the thickness of surface layer, but their phase difference is almost the same as the thickness of surface layer varies, which cannot change the polarization of reflected light. While for the coupled-cavity asymmetric photonic crystal structure, studies show that the degenerate defect modes within photonic band gap will split as the thickness of the surface layer varies. Moreover, around the splitting defect modes the reflection phases of both TE and TM polarizations, as well as their phase difference, are sensitively dependent on the thickness of surface layer, resulting in sensitive polarization change of reflected light. The physical reason is attributed to the dramatic phase change caused by the splitting of degenerate defect modes. The above reflection phase characteristics of coupled-cavity asymmetric photonic crystals have potential in lowering or even eliminating the coherence of lasers in some special application cases. As an example, we design a one-dimensional photonic crystal structure with two-dimensional periodic varying thickness of surface layer. After an oblique incident narrowband laser beam is reflected from this structure and then focused by a lens, various polarized light beams (including linear polarized light beams along different directions, left-hand (or right-hand) circular (or elliptical) polarized light beams) will exist simultaneously, whose superposition will produce optical field with random phase and polarizations in the focal region. These results can effectively reduce the coherence of lasers, which holds promise in many fields such as laser nuclear fusion.

**Keywords:** photonic crystals, transfer matrix method, phase, polarization

**PACS:** 42.70.Qs, 42.25.Ja, 92.60.Ta

**DOI:** 10.7498/aps.65.074201

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11504114, 11247253), the China Scholarship Council, the Fundamental Research Funds for the Central Universities, China (Grant No. 2015ZZ056), and the Research Project of The Open University of Guangdong in 2015, China (Grant No. 1513).

† Corresponding author. E-mail: [liangwenyao@scut.edu.cn](mailto:liangwenyao@scut.edu.cn)