

混合准周期异质结构的带隙补偿与展宽

邹俊辉 张娟

Photonic bandgap compensation and extension for hybrid quasiperiodic heterostructures

Zou Jun-Hui Zhang Juan

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 014214 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.014214

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.014214>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I1>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

一种高增益低雷达散射截面的新型圆极化微带天线设计

[A novel circularly polarized patch antenna with low radar cross section and high-gain](#)

物理学报.2015, 64(22): 224219 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.224219>

$k=0$ 处的类狄拉克锥

[Dirac-like cones at \$k=0\$](#)

物理学报.2015, 64(18): 184208 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.184208>

纵模对光子晶体中类狄拉克点传输特性的影响

[Effect of longitudinal mode on the transmission properties near the Dirac-like point of the photonic crystals](#)

物理学报.2015, 64(17): 174206 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.174206>

等离子体填充金属光子晶体慢波结构色散特性研究

[Dispersion properties of plasma-filled metallic photonic crystal slow-wave structure](#)

物理学报.2015, 64(17): 174205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.174205>

非长波极限下二维光子晶体中横电模的等效介质理论

[Effective medium theory of two-dimensional photonic crystal for transverse electric mode beyond the long-wavelength limit](#)

物理学报.2015, 64(15): 154210 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.154210>

混合准周期异质结构的带隙补偿与展宽*

邹俊辉 张娟†

(上海大学通信与信息工程学院, 特种光纤与光接入网省部共建教育部重点实验室, 上海 200072)

(2015年7月28日收到; 2015年8月20日收到修改稿)

基于一维光子晶体异质结构的多带隙交叠补偿思想, 提出了一种新颖的混合准周期级联结构, 用于扩大全方位光子带隙. 该全方位反射器结构由Fibonacci准周期结构和Thue-Morse准周期结构级联构成, 研究表明, 相比单种准周期结构, 其全方位光子带隙宽度有显著提高. 系统研究了结构参数(如周期数、阶数、介质折射率和厚度)对该结构光子带隙的影响, 通过与周期结构带隙特性的比较, 分析了准周期结构易于实现多带隙交叠的原因, 为更复杂带隙结构的补偿和展宽奠定了设计基础.

关键词: 光子晶体, 准周期, 异质结构, 光子带隙

PACS: 42.70.Qs, 78.67.Pt

DOI: 10.7498/aps.65.014214

1 引言

20世纪80年代末, 由于Yablonovitch^[1]和John^[2]开创性的工作, 光子晶体(photonic crystal, PC)很快成为国际研究者的研究热点, 在滤波器、传感器、非线性光学等众多领域有广泛的应用^[3-7]. 通过合理地设计, PC将具有在任何入射角度对横电波(TE)和横磁波(TM)都禁止的光子带隙(photonic bandgap, PBG), 这样的PBG被称为全方位光子带隙(omnidirectional photonic bandgap, OPBG). 具有上述特性的PC被称为全方位反射器(omnidirectional reflector, ODR). OPBG应用广泛, 是很多研究者关注的热点^[8-10].

一维光子晶体(one-dimensional photonic crystal, 1DPC)具有体积小、结构简单、易于集成等特点, 是研究最广泛的一种PC. 1DPC结构的ODR在理论和实验等方面已有较深入的研究^[11,12]. 基于1DPC的级联结构(异质结构)扩大OPBG是ODR设计中较常采用的方式^[13-15]. 该方式扩大OPBG是基于相级联PC的PBG相互交

叠补偿的思想. 2002年, Wang等^[16]就对由周期性的两个1DPC构成的级联结构进行了理论研究, 指出了基于相邻1DPC的带隙交叠扩大OPBG的可能性. 近期, 我们以周期性的两个1DPC构成的级联结构为对象, 给出了前后两个1DPC在单个PBG交叠前提下的OPBG的最大化设计准则^[17].

近年来, 准周期结构1DPC在ODR设计中的应用得到了研究者的广泛关注. 准周期结构介于周期结构和无序系统之间, 不但保留了周期结构系统的基本物理特性, 而且由于物理参数相比周期结构更丰富, 通过设计可产生具有不同于周期结构系统的特有的物理特性(如复杂带隙结构)^[18,19]. Fibonacci序列^[20-22], Thue-Morse序列^[23]等准周期结构可与周期性1DPC结构级联获得较大的OPBG^[24], 其基本设计原则也是单个PBG交叠.

一般情况下, 带隙相互交叠时考虑交叠带隙的数目越多, 则产生的OPBG宽度往往越大. 就我们所知, 现有文献考虑的带隙交叠情况多为单带隙交叠和单带隙与相邻两个带隙交叠, 分别如图1(a)和图1(b)所示. 鉴于准周期结构的独特带隙特性, 本文系统研究了周期数、阶数及不同偏振态光在不

* 上海市科委重点项目(批准号: 11jc1413300)、上海市教委科研创新项目(批准号: 15ZZ045)和上海市重点学科(批准号: S30108)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: juanzhang@staff.shu.edu.cn

同入射角时对 Fibonacci 和 Thue-Morse 准周期结构 PBG 的影响, 提出了一种由 Fibonacci 和 Thue-Morse 准周期结构级联构成的 ODR. 该准周期级联结构是基于 1DPC 的多个带隙交叠, 如图 1(c) 所示, 从而该级联结构的 OPBG 比单独两个准周期结构显著提高. 同时分析了介质折射率和厚度的变化对 OPBG 的影响. 结果表明, 通过增大高、低介质折射率的比值和厚度可以进一步扩大该级联结构的 OPBG. 最后, 通过与周期结构带隙特性的比较, 分析了准周期结构易于实现多带隙交叠的原因.

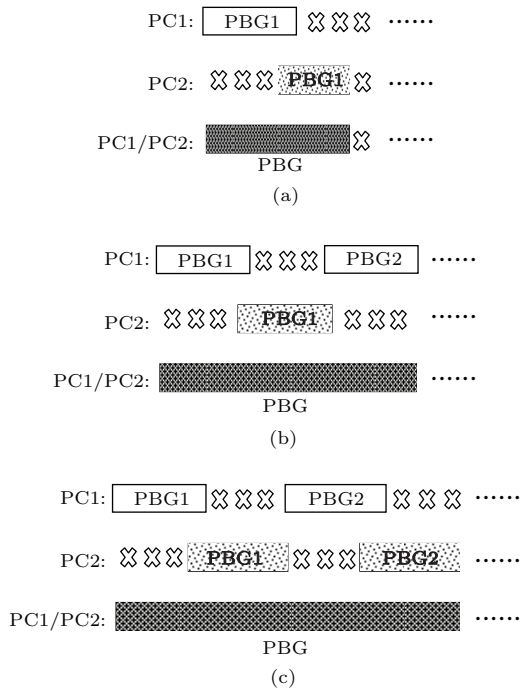


图1 PC1, PC2 及其级联结构 PC1/ PC2 的带隙交叠 (a) PC1 和 PC2 的单个带隙相交叠; (b) PC2 的单个带隙相互交叠 PC1 的相邻两个带隙; (c) PC1 的相邻两个带隙与 PC2 的相邻两个带隙相互交叠

Fig. 1. PBG overlapping for PC1, PC2 and their cascaded structure: (a) PBG1 of PC1 overlap with PBG1 of PC2; (b) PBG1 of PC2 overlap each other with PBG1 and PBG2 of PC1; (c) adjacent PBG1 and PBG2 of the PC1 overlap each other with the adjacent PBG1 and PBG2 of the PC2.

2 模型和计算方法

图 2(a) 为 Fibonacci 准周期结构, Fibonacci 序列可以表示为 $F_M = F_{M-1}F_{M-2}$, 其中阶数 $M \geq 2$; 开始两个序列 $F_0 = \{H\}$, $F_1 = \{L\}$, 则 $F_2 = F_1F_0 = \{LH\}$, $F_3 = F_2F_1 = \{LHL\}$, $F_4 = F_3F_2 = \{LHLLH\}$; 以此类推. 图 2(b) 为 Thue-Morse 准周期结构, Thue-Morse 序列可以表

示为 $T_N = T'_{N-1}T_{N-1}$, 其中阶数 $N \geq 1$, T'_{N-1} 为对 T_{N-1} 取反; 开始的两个序列为 $T_0 = \{HL\}$, $T_1 = \{LHL\}$, 按 HL 和 L 互为取反规则, 则 $T_2 = \{HLLLHL\}$; 以此类推. 图 2(c) 为由 Fibonacci 准周期结构和 Thue-Morse 准周期结构所组成的 1DPC 级联结构.

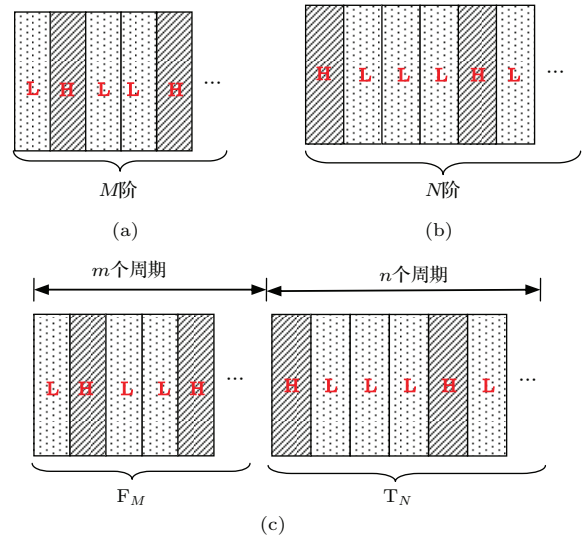


图2 (a) F_M 结构, (b) T_N 结构, (c) $(F_M)^m / (T_N)^n$ 级联结构示意图

Fig. 2. Schematic diagram of (a) F_M , (b) T_N , (c) $(F_M)^m / (T_N)^n$ structure.

该结构的透射谱可以通过传输矩阵法计算^[25]. 由传输矩阵法可知, 第 j 层介质的传输矩阵可表示为

$$M_j = \begin{bmatrix} \cos \sigma_j & -\frac{i}{p_j} \sin \sigma_j \\ -ip_j \sin \sigma_j & \cos \sigma_j \end{bmatrix}, \quad (1)$$

其中, $\sigma_j = (2\pi/\lambda)n_j d_j \cos \theta_j$, $p_j = n_j \cos \theta_j$ (TE 波), $p_j = n_j / \cos \theta_j$ (TM 波), n_j 是第 j 层介质的折射率, d_j 是第 j 层介质的厚度, θ_j 为入射角, λ 为入射光波长.

由 s 层介质构成的 M 阶 Fibonacci 准周期结构 $(F_M)^m$ 的传输矩阵可表示为

$$M_F = M_1 \cdot M_2 \cdots M_s. \quad (2)$$

由 v 层介质构成的 N 阶 Thue-Morse 准周期结构 $(T_N)^n$ 的传输矩阵可表示为

$$M_T = M_1 \cdot M_2 \cdots M_v. \quad (3)$$

则整个准周期级联结构的传输矩阵可表示为

$$M = M_F \cdot M_T = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix}. \quad (4)$$

透射系数 t 和透射率 T 分别表示为

$$t = \frac{2p_i}{(m_{11} + m_{12}p_0)p_i + (m_{21} + m_{22}p_0)}, \quad (5)$$

$$T = tt^*. \quad (6)$$

其中对于 TE 偏振光, $p_i = n_i \cos \theta_i$, $p_0 = n_0 \cos \theta_0$; 对于 TM 偏振光, $p_i = n_i / \cos \theta_i$, $p_0 = n_0 / \cos \theta_0$. n_i 和 n_0 分别为入射和出射环境的折射率, θ_i 和 θ_0 分别表示入射和出射光线与介质层表面法线的夹角.

3 结果与分析

3.1 $(F_M)^m$ 结构

选取 H 层和 L 层的折射率分别为 $n_H = 4.6$, $n_L = 1.6$, 中心波长 $\lambda_0 = 1550$ nm, H 层和 L 层的光学厚度分别为 $D_H = \lambda_0/4$, $D_L = \lambda_0/4$.

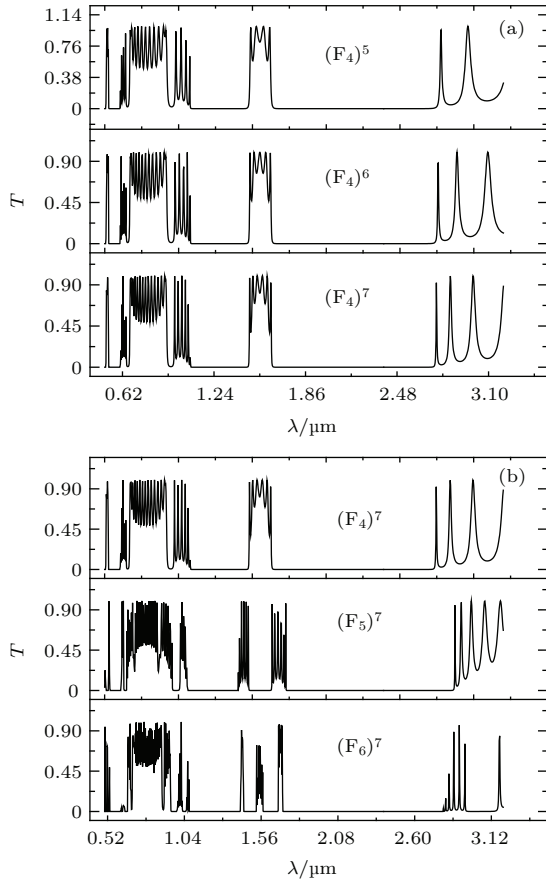


图 3 正交入射情况下, (a) $m = 5, 6, 7$ 时 $(F_4)^m$ 结构的透射谱以及 (b) $M = 4, 5, 6$ 时 $(F_M)^7$ 结构的透射谱

Fig. 3. Transmittance spectra of $(F_M)^m$ at normal incidence: (a) $M = 4$; $m = 5, 6, 7$; (b) $m = 7$; $M = 4, 5, 6$.

图 3(a) 为周期数 m 变化时, $(F_4)^m$ 结构的透射谱. 由图 3(a) 可知, 随着周期数 m 的增大, 结构

$(F_4)^m$ 的 PBG 几乎不发生改变. 所以改变周期数 m 对 PBG 宽度影响不大. 图 3(b) 为 Fibonacci 序列阶数 M 变化时, $(F_M)^7$ 结构的透射谱, 从图 3(b) 可知, 随着序列阶数 M 的增大, $(F_M)^7$ 结构的较宽的主 PBG 宽度变化很小. 本文以下以 $(F_4)^7$ 结构为研究对象.

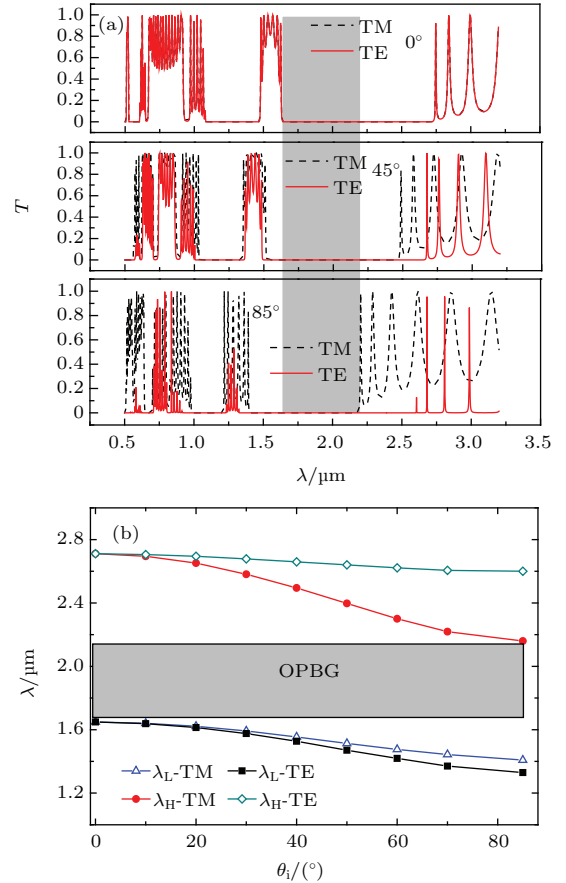


图 4 (网刊彩色) 不同偏振态光情况下, 入射角不同时 (a) $(F_4)^7$ 结构透射谱以及 (b) 带隙上下波长的变化

Fig. 4. (color online) (a) Transmittance spectra of $(F_4)^7$ at different incident angles for TE and TM polarizations; (b) band edges of $(F_4)^7$ for different polarizations as a function of incident angle.

图 4(a) 为入射角不同时 $(F_4)^7$ 结构的透射谱, 红色实线为 TE 偏振光的情况, 黑色虚线为 TM 偏振光的情况. 从图 4(a) 可知, 随着入射角的增大, 两种偏振光的 PBG 均向短波长方向移动. 对 TM 偏振光来说, 带隙上波长限比下波长限变化快, 故随着角度的增大 PBG 减小; 对 TE 偏振光来说, 带隙下波长限比上波长限变化快, 故随着角度的增大 PBG 增大. 由于两种偏振光在正入射时透射谱重合, 所以整个结构的 OPBG 由 TM 偏振光的 0° 时的下波长限和 85° 时的上波长限决定, 如图 4(a) 的灰色区域所示. 图 4(b) 为入射角不同时, $(F_4)^7$ 结

构的带隙上波长限 λ_H -TM (TM 偏振光), λ_H -TE (TE 偏振光) 和带隙下波长限 λ_L -TM (TM 偏振光), λ_L -TE (TE 偏振光) 的变化, 其中灰色区域所示为该结构的 OPBG.

3.2 $(T_N)^n$ 结构

图 5(a) 为周期数 n 变化时, $(T_2)^n$ 结构的透射谱. 由图 5(a) 可知, 随着周期数 n 的增大, 结构 $(T_2)^3$, $(T_2)^4$, $(T_2)^5$ 的 PBG 宽度逐渐增大并且趋于饱和, 继续增大周期数 n , 结构 $(T_2)^n$ 的 PBG 几乎不发生改变. 所以周期数 n 对 PBG 宽度影响不大. 图 5(b) 为 Thue-Morse 序列阶数 N 变化时, $(T_N)^5$ 结构的透射谱. 由图 5(b) 可知, 随着序列阶数 N 的增大, $(T_N)^5$ 的主 PBG 宽度变化很小. 本文以下以 $(T_2)^5$ 为研究对象.

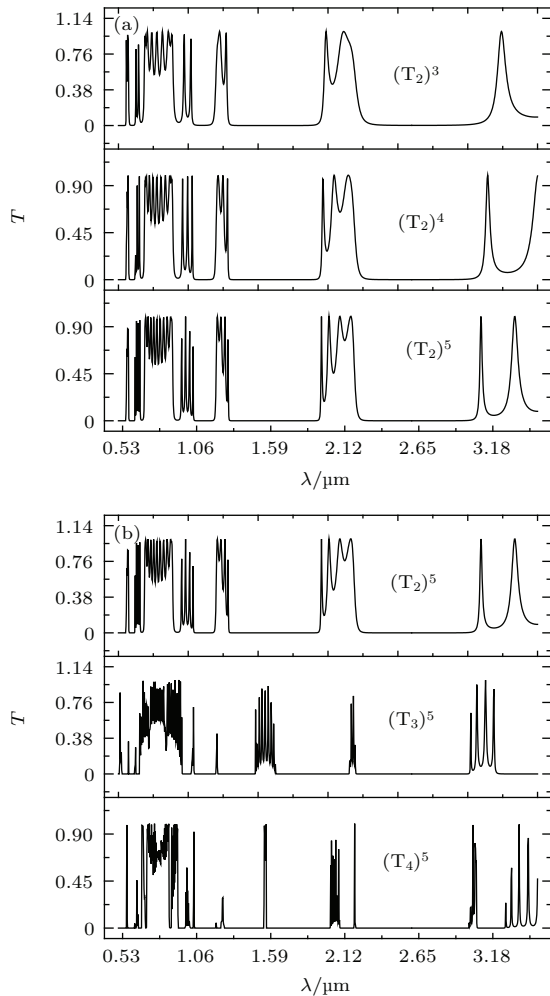


图 5 正交入射情况下, (a) $n = 3, 4, 5$ 时 $(T_2)^n$ 结构的透射谱以及 (b) $N = 2, 3, 4$ 时 $(T_N)^5$ 结构的透射谱

Fig. 5. Transmittance spectra of $(T_N)^n$ at normal incidence: (a) $N = 2; n = 3, 4, 5$; (b) $n = 5; N = 2, 3, 4$.

图 6(a) 为入射角不同时 $(T_2)^5$ 结构的透射谱, 红色实线为 TE 偏振光的情况, 黑色虚线为 TM 偏振光的情况. 从图 6(a) 可知, 随着入射角的增大, 两种偏振光的 PBG 均向短波长方向移动. 对 TM 偏振光来说, 带隙上波长限比下波长限变化快, 故随着角度的增大 PBG 减小; 对 TE 偏振光来说, 带隙下波长限比上波长限变化快, 故随着角度的增大 PBG 增大. 其变化规律与 $(F_4)^7$ 结构一样, 整个结构的 OPBG 也由 TM 偏振光的 0° 时的下波长限和 85° 时的上波长限决定, 如图 6(a) 的灰色区域所示. 图 6(b) 为入射角不同时, $(T_2)^5$ 结构的带隙上波长限 λ_H -TM(TM 偏振光), λ_H -TE(TE 偏振光) 和带隙下波长限 λ_L -TM(TM 偏振光), λ_L -TE(TE 偏振光) 的变化. 其中灰色区域所示为该结构的 OPBG.

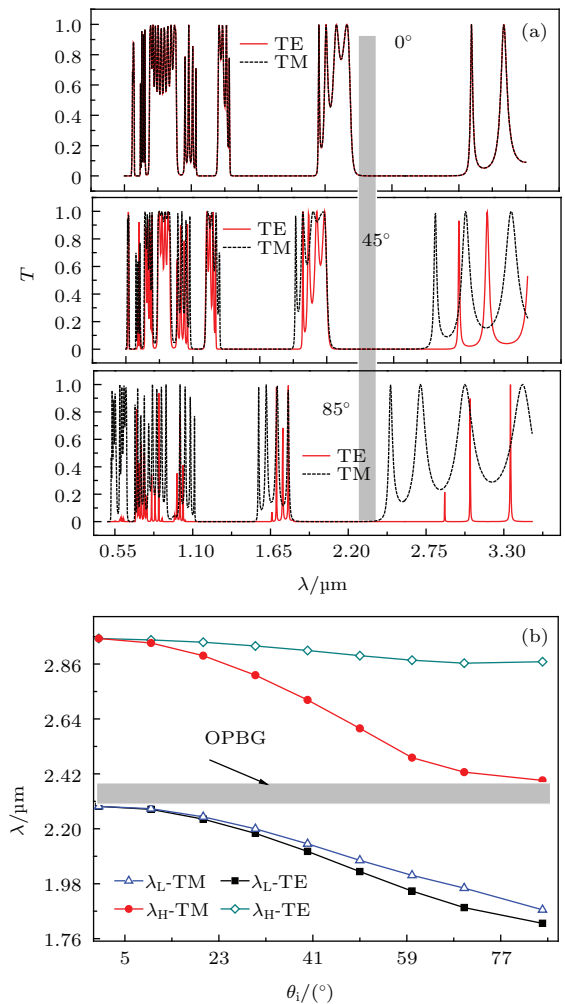


图 6 (网刊彩色) 不同偏振态光情况下, 入射角不同时 (a) $(T_2)^5$ 透射谱以及 (b) 带隙上下波长限的变化

Fig. 6. (color online) (a) Transmittance spectra of $(T_2)^5$ at different incident angles for TE and TM polarizations; (b) band edges of $(T_2)^5$ for different polarizations as a function of incident angle.

3.3 $(F_4)^7/(T_2)^5$ 级联结构

下面讨论 $(F_4)^7/(T_2)^5$ 级联结构, 该结构由 Thue-Morse 准周期结构和 Fibonacci 准周期结构组成. 通过上面的讨论可知, Thue-Morse 准周期结构和 Fibonacci 准周期结构的 OPBG 由 TM 偏振光的 OPBG 决定, 该结论同样适用于 $(F_4)^7/(T_2)^5$ 结构.

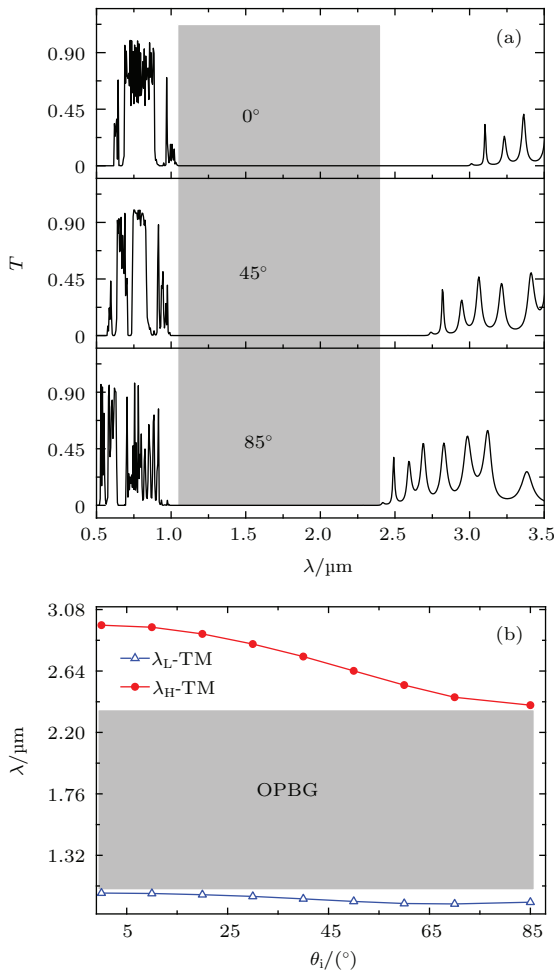


图7 (网刊彩色) TM 偏振光情况下, 入射角不同时 (a) $(F_4)^7/(T_2)^5$ 透射谱以及 (b) 带隙上下波长限的变化 Fig. 7. (color online) (a) Transmittance spectra of $(F_4)^7/(T_2)^5$ at different incident angles for TM polarization; (b) band edges of $(F_4)^7/(T_2)^5$ for TM polarization as a function of incident angle.

图7(a)为TM偏振光情况下, 入射角不同时 $(F_4)^7/(T_2)^5$ 结构的透射谱. 图7(b)为TM偏振光情况下, $(F_4)^7/(T_2)^5$ 结构的带隙上下波长限随入射角的变化. 图7中的灰色区域即为该级联结构的OPBG, 具体参数列于表1, 其中 $(T_2)^5$ 和 $(F_4)^7$ 结构的OPBG相关参数也在表1中给出. 这里 λ_{LM} 为OPBG的下波长, λ_{HM} 为OPBG的上波长,

$\Delta\lambda_{LM}$ 为OPBG范围, $\delta\lambda_{LM}$ 为OPBG宽度. 可见, 该结构相比Fibonacci 准周期结构和 Thue-Morse 准周期结构, OPBG显著提高, 其OPBG相比Fibonacci 准周期结构提高近3倍, 比Thue-Morse 准周期结构提高近12倍.

表1 $(F_4)^7, (T_2)^5, (F_4)^7/(T_2)^5$ 结构的全方位带隙参量 Table 1. The parameters of OPBG for $(F_4)^7, (T_2)^5$ and $(F_4)^7/(T_2)^5$ structures.

结构	$\lambda_{LM}/\mu\text{m}$	$\lambda_{HM}/\mu\text{m}$	$\Delta\lambda_{LM}/\mu\text{m}$	$\delta\lambda_{LM}/\mu\text{m}$
$(F_4)^7$	1.6989	2.1186	1.6989—2.1186	0.4197
$(T_2)^5$	2.2897	2.3138	2.2897—2.3938	0.1041
$(F_4)^7/(T_2)^5$	1.0495	2.3948	1.0495—2.3948	1.3453

图8给出了入射角为 85° 时, $(F_4)^7, (T_2)^5$ 及 $(F_4)^7/(T_2)^5$ 结构的带隙谱. 灰色区域为相关的带隙. 可见 $(F_4)^7$ 结构的相邻两个带隙分别在 $1\text{--}1.2\ \mu\text{m}$ 和 $1.4\text{--}2.1\ \mu\text{m}$ 左右, $(T_2)^5$ 结构的相邻两个带隙分别在 $1.1\text{--}1.5\ \mu\text{m}$ 和 $1.8\text{--}2.3\ \mu\text{m}$ 左右, 前者的两个带隙与后者的两个带隙互相交叠, 从而实现了级联结构在 $1\text{--}2.3\ \mu\text{m}$ 左右的超宽带 OPBG.

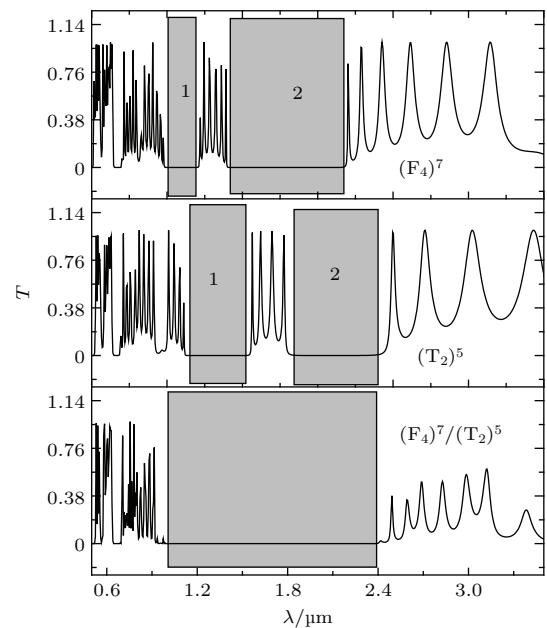


图8 $(F_4)^7, (T_2)^5$ 及 $(F_4)^7/(T_2)^5$ 结构的带隙 Fig. 8. Bandgap of $(F_4)^7, (T_2)^5$ 及 $(F_4)^7/(T_2)^5$ at 85° .

3.4 介质折射率对 $(F_4)^7/(T_2)^5$ 级联结构 OPBG 的影响

图9为正入射情况下, H层和L层折射率不同时 $(F_4)^7/(T_2)^5$ 结构的透射谱. 其中, 图9(a)为

低折射率不变 $n_L = 1.6$, 高折射率增大为 5.0, 即 $n_H = 5.0$ 的情况; 图 9 (b) 为原折射率情况, 即 $n_H = 4.6$, $n_L = 1.6$; 图 9 (c) 为高折射率不变 $n_H = 4.6$, 低折射率增大为 2.0, 即 $n_L = 2.0$ 的情况. 由图 9 可知: 高折射率增大时, 带隙的上、下波长限均向长波方向移动, 带隙宽度变大; 低折射率增大时, 带隙的下波长限向长波方向移动, 上波长限向短波方向移动, 带隙宽度变小. 图 10 为 TM 偏振光时 0° 的下波长限 λ_{LM} 和 85° 的上波长限 λ_{HM} 随高、低折射率比值 n_H/n_L 的变化. 可见, 随 n_H/n_L 的增大, λ_{LM} 逐渐减小, 而 λ_{HM} 逐渐增大, 则 λ_{HM} 与 λ_{LM} 的差值, 即 OPBG 宽度将随高低折射率比值的增大而增大.

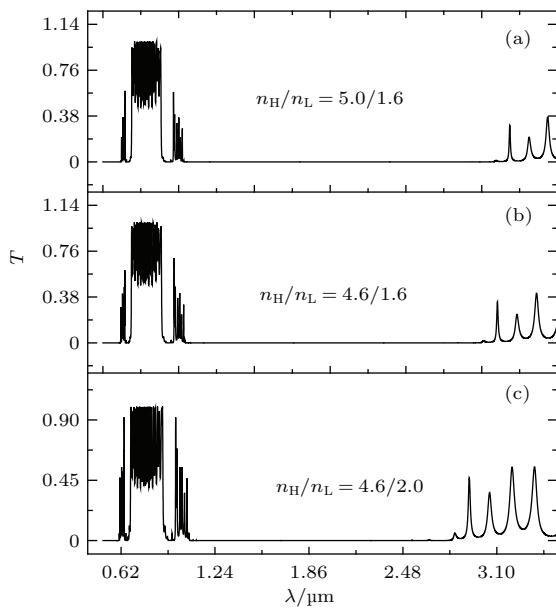


图 9 正入射时, 折射率的变化对 $(F_4)^7/(T_2)^5$ 结构带隙的影响

Fig. 9. The band gap of $(F_4)^7/(T_2)^5$ structure with different refractive indexes at normal incidence.

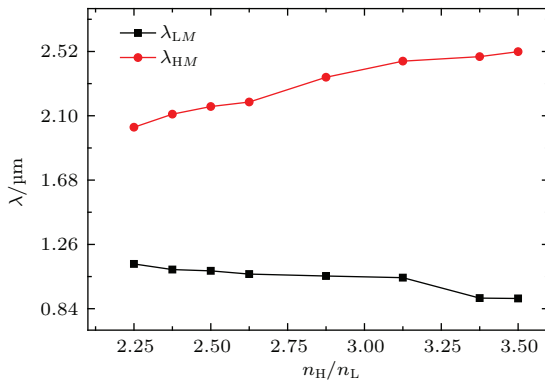


图 10 (网刊彩色) $(F_4)^7/(T_2)^5$ 结构的全方位带隙下波长限 λ_{LM} 和上波长限 λ_{HM} 随 n_H/n_L 的变化

Fig. 10. (color online) λ_{LM} and λ_{HM} of $(F_4)^7/(T_2)^5$ structure with different n_H/n_L .

3.5 介质厚度变化对 $(F_4)^7/(T_2)^5$ 级联结构 OPBG 的影响

图 11 为正入射情况下, H 层和 L 层光学厚度不同时 $(F_4)^7/(T_2)^5$ 结构的透射谱. 其中, 图 11 (a) 为 L 层光学厚度不变 $D_L = \lambda_0/4$, H 层光学厚度增大为原来的 1.5 倍, 即 $D_H = 1.5 \times \lambda_0/4$ 的情况; 图 11 (b) 为原光学厚度情况, 即 $D_H = \lambda_0/4$, $D_L = \lambda_0/4$; 图 11 (c) 为 H 层光学厚度不变 $D_H = \lambda_0/4$, L 层光学厚度增大为原来的 1.5 倍, 即 $D_L = 1.5 \times \lambda_0/4$ 的情况. 由图 11 可知, H 层和 L 层的光学厚度增大时, 带隙的上、下波长限均向长波方向移动, 且上波长限比下波长限变化快, 带隙宽度增大. 图 12 为 TM 偏振光时 0° 的下波长限 λ_{LM} 和 85° 的上波长限 λ_{HM} 分别随 H 层光学厚度 D_H (图 12 (a)) 和 L 层光学厚度 D_L (图 12 (b)) 的变化. 可见, λ_{LM} 和 λ_{HM} 均随 D_H 及 D_L 的增大而增大, 且由于 λ_{HM} 相比 λ_{LM} 变化更快, 则 λ_{HM} 与 λ_{LM} 的差值, 即 OPBG 宽度随 D_H 和 D_L 的增大而增大.

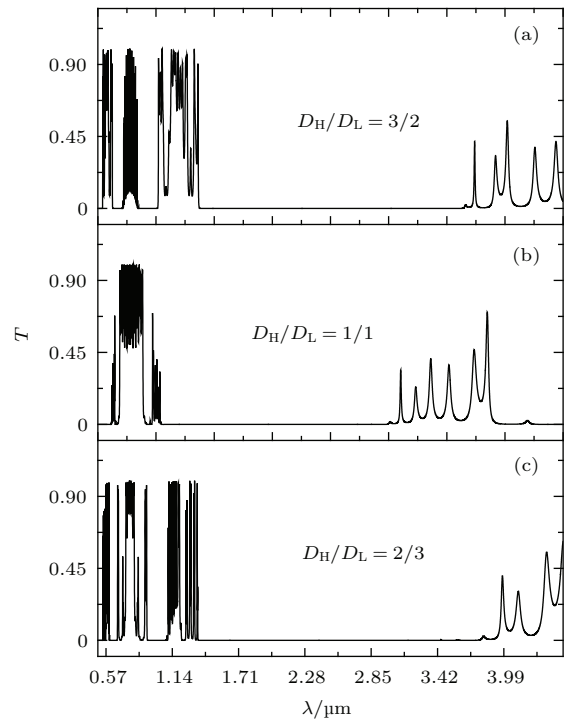


图 11 正入射时, 介质厚度的变化对 $(F_4)^7/(T_2)^5$ 结构 PBG 的影响 (a) $D_H = 1.5 \times \lambda_0/4$, $D_L = \lambda_0/4$; (b) $D_H = \lambda_0/4$, $D_L = \lambda_0/4$; (c) $D_H = \lambda_0/4$, $D_L = 1.5 \times \lambda_0/4$

Fig. 11. The band gap of $(F_4)^7/(T_2)^5$ structure with different thickness values at normal incidence: (a) $D_H = 1.5 \times \lambda_0/4$, $D_L = \lambda_0/4$; (b) $D_H = \lambda_0/4$, $D_L = \lambda_0/4$; (c) $D_H = \lambda_0/4$, $D_L = 1.5 \times \lambda_0/4$.

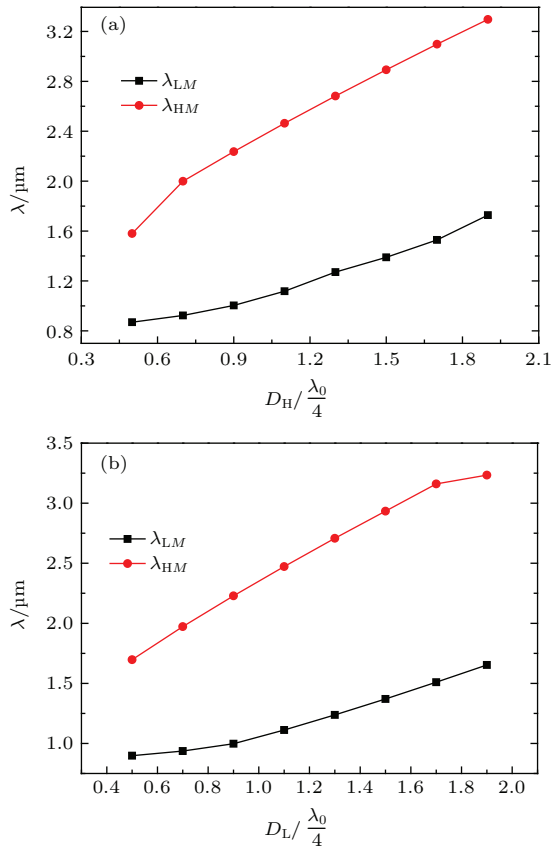


图 12 (网刊彩色) $(F_4)^7/(T_2)^5$ 结构的全方位带隙下波长限 λ_{LM} 和上波长限 λ_{HM} 随 (a) D_H 和 (b) D_L 的变化
Fig. 12. (color online) λ_{LM} and λ_{HM} of $(F_4)^7/(T_2)^5$ structure with different (a) D_H and (b) D_L .

3.6 讨论

准周期结构 $(F_M)^m$ 和 $(T_N)^n$ 相比传统的高、低折射率交替的周期性结构 (以 $(HL)^k$ 表示, k 为周期数) 具有更多的结构参数, 具体而言, 准周期结构相比周期性结构还具有一个非常重要的参数, 即准周期序列的阶数. 准周期序列的阶数对带隙的影响至关重要. 这里需要指出的是, 周期性结构 $(HL)^k$ 其实就是阶数等于 2 的 Fibonacci 序列结构. 为了便于比较, 这里给出和前面准周期结构带隙波长相同范围 (0.5—3.5 μm) 及相同结构参数下的 $(HL)^k$ 结构随周期数变化的带隙特性, 如图 13 所示. 由图 13 可知, 周期性结构的带隙随周期数的增大, 带隙两侧逐渐变陡峭, 带隙宽度在周期数为 20 左右之后趋于稳定, 并且在该波长范围内只有一个完整的中心处于 1550 nm 的带隙. 对比图 13 与图 3 及图 5 可见, 准周期结构在该相同波长范围内的带隙个数至少在 4 个以上, 比周期性结构多, 且随序列阶数的增大, 准周期结构的带隙由于发生分裂, 形成挨得很近的多个小带隙, 带隙个数明显增加, 且

每个带隙的宽度均小于准周期结构情况. 由于准周期结构的此类带隙特性, 两个准周期结构级联的带隙相比两个周期性结构级联或单个周期性结构与单个准周期结构级联等结构更容易进行多带隙交叠补偿, 从而更易实现 OPBG 的扩大.

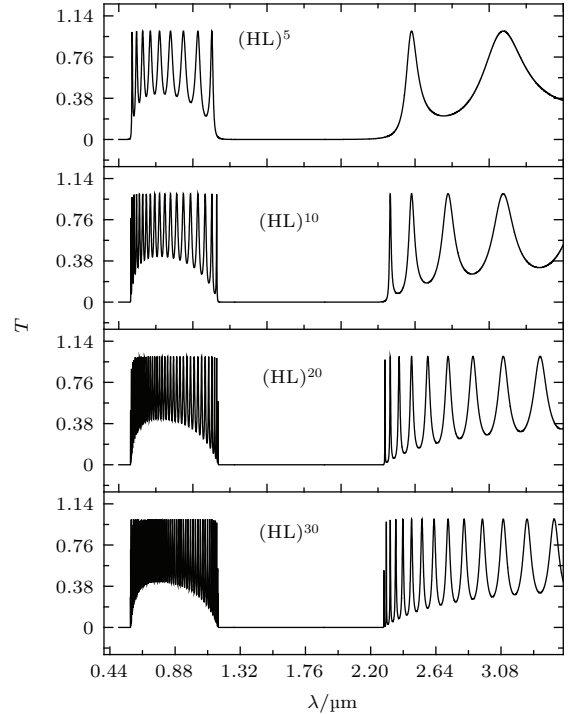


图 13 高、低折射率交替的周期性结构 $(HL)^k$ 随不同周期数 k 变化的带隙特性, 其中高、低折射率介质的折射率分别为 4.6 和 1.6, 介质的光学厚度均为 1550 nm
Fig. 13. Transmittance spectra of alternating high and low refractive index structure $(HL)^k$ with different period k . Here $n_H = 4.6$, $n_L = 1.6$ and $D_H = D_L = 1550$ nm.

4 结论

本文基于 PC 异质结构的多带隙交叠补偿扩大带隙思想, 提出了一种混合准周期异质结构 (Fibonacci 准周期结构和 Thue-Morse 准周期结构的级联结构). 文中以传输矩阵法为分析方法, 在系统研究不同周期数、阶数及不同偏振态光在不同入射角时 PBG 变化的基础上, 给出了 Fibonacci 和 Thue-Morse 准周期级联结构的 OPBG. 该异质结构的 OPBG 相比两种准周期结构显著提高. 同时, 通过增大高、低介质的折射率差或厚度可扩大该级联结构的 OPBG. 最后, 通过与周期结构带隙特性的比较, 分析了准周期结构易于实现多带隙交叠的原因. 这种新型的异质结构在全方位反射、光纤通信等方面有重要的潜在应用.

参考文献

- [1] Yablonovitch E 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2059
- [2] John S 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2486
- [3] Zhang J, Zhang R J, Wang Y 2014 *J. Appl. Phys.* **116** 183104
- [4] Zhang J, Yu S, Guo S, Li X 2011 *Chin. J. Lasers* **38** 0105005 (in Chinese) [张娟, 于帅, 郭森, 李雪 2011 中国激光 **38** 0105005]
- [5] Zhang J, Fu W P, Zhang R J, Wang Y 2014 *Chin. Phys. B* **23** 0104215
- [6] Gao Y H, Xu X S 2014 *Chin. Phys. B* **23** 0114205
- [7] Ye H, Zhang J Q N, Yu Z Y, Wang D L, Chen Z H 2015 *Chin. Phys. B* **24** 094214
- [8] Deopura M, Ullal C K, Temelkuran B, Fink Y 2001 *Opt. Lett.* **26** 1197
- [9] Ibanescu M, Fink Y, Fan S, Thomas E L, Joannopoulos J D 2000 *Science* **289** 415
- [10] Hart S D, Maskaly G R, Temelkuran B, Prideaux P H, Joannopoulos J D, Fink Y 2002 *Science* **296** 510
- [11] Chigrin D N, Lavrinenko A V, Yarotsky D A, Gaponenko S V 1999 *Appl. Phys. A: Mater. Sci. Process.* **68** 25
- [12] Dai X Y, Xiang Y J, Wen S C, He H Y 2011 *J. Appl. Phys.* **109** 053104
- [13] Manzanares-Martinez J, Archuleta-Garcia R, Castro-Garay P, Moctezuma-Enriquez D, Urrutia-Banuelos E 2011 *Prog. Electromagn. Res.* **111** 105
- [14] Kumar V, Anis M, Singh K S, Singh G 2011 *Optik* **122** 2186
- [15] Suthar B, Bhargava A 2012 *Opt. Commun.* **285** 1481
- [16] Wang X, Hu X H, Li Y Z, Jia W L 2002 *Appl. Phys. Lett.* **80** 4291
- [17] Zhang J, Benson T M 2013 *J. Mod. Opt.* **60** 1804
- [18] Steurer W, Sutter-Widmer D 2007 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **40** R229
- [19] Poddubny A N, Ivchenko E L 2010 *Physica E* **42** 1871
- [20] Singh B K, Thapa K B, Pandey P C 2013 *Opt. Commun.* **297** 65
- [21] Gazi N A, Bernhard G 2014 *J. Appl. Phys.* **116** 094903
- [22] Hsueh W J, Chen C T, Chen C H 2008 *Phys. Rev. A* **78** 013836
- [23] Grigoriev V V, Biancalana F 2010 *Photon. Nanostruct.-Fundam. Appl.* **8** 285
- [24] Mouldi A, Kanzari M 2013 *Prog. Electromagn. Res. M* **32** 169
- [25] Born M, Wolf E 1999 *Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light* (Cambridge: Cambridge University Press)

Photonic bandgap compensation and extension for hybrid quasiperiodic heterostructures*

Zou Jun-Hui Zhang Juan[†]

(Key Laboratory of Specialty Fiber Optics and Optical Access Networks, School of Communication and Information Engineering, Shanghai University, Shanghai 200072, China)

(Received 28 July 2015; revised manuscript received 20 August 2015)

Abstract

Based on the idea of multiple photonic bandgap (PBG) overlapping for a one-dimensional photonic crystal heterostructure, a novel hybrid quasiperiodic heterostructure is proposed to enlarge the omnidirectional photonic bandgap (OPBG). The heterostructure is formed by combining Fibonacci and Thue-Morse quasiperiodic structure. The results show that the OPBG of the heterostructure is enlarged obviously, which increases about three times compared with that of Fibonacci quasiperiodic structure, and twelve times compared with that of Thue-Morse quasiperiodic structure. The influences of structural parameters, such as period number and generation number, on PBGs of Fibonacci and Thue-Morse quasiperiodic structure are studied respectively. The results show that the parameters have little effects on PBG widths of the two quasiperiodic structures. The influences of the refractive indexes and thickness values of the high and low refractive index materials on OPBG of the heterostructure are also investigated. The results show that the OPBG of the heterostructure can be further broadened by increasing the refractive index ratios and thickness values of the high and low refractive index materials. The reason why the quasiperiodic structure can easily realize the multiple band gap overlapping is analyzed by comparing the bandgap properties of periodic structure. The number of PBGs of the quasiperiodic structure in the same wavelength range is more than that of the periodic structure. Moreover, with the increase of generation number of the quasiperiodic structure, due to the occurrence of PBG split, the number of PBGs increases obviously, and each PBG width is less than that of the periodic structure. Owing to this kind of PBG characteristic of the quasiperiodic structure, the heterostructure formed by cascading the two quasiperiodic structures is more prone to realizing the multiple PBG overlapping than other heterostructures, thus more easily achieving the expansion of OPBG. These results lay the design foundation for the compensation and broadening of the more complex bandgap structure.

Keywords: photonic crystal, quasiperiodic, heterostructure, photonic bandgap

PACS: 42.70.Qs, 78.67.Pt

DOI: 10.7498/aps.65.014214

* Project supported by the Key Program of the Science and Technology Commission of Shanghai, China (Grant No. 11jc1413300), the Innovation Program of Shanghai Municipal Education Commission, China (Grant No. 15ZZ045), and the Shanghai Leading Academic Discipline Project, China (Grant No. S30108).

[†] Corresponding author. E-mail: juanzhang@staff.shu.edu.cn