

新型 Fibonacci 准周期结构一维等离子体光子晶体的全方位带隙特性研究

张娟

Omnidirectional photonic bandgap of the one-dimensional plasma photonic crystal based on a novel Fibonacci quasiperiodic structure

Zhang Juan

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 65, 244204 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.244204

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.244204>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphys.ac.cn/CN/Y2016/V65/I24>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

宽绝对禁带的一维磁性光子晶体结构

[One-dimensional magnetic photonic crystal structures with wide absolute bandgaps](#)

物理学报.2017, 66(1): 014204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.014204>

基于 TPPs-SPPs 混合模式的激发以增强单纳米缝异常透射

[Extraordinary transmission of light enhanced by exciting hybrid states of Tamm and surface plasmon polaritons in a single nano-slit](#)

物理学报.2016, 65(20): 204207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.204207>

LCR 分流电路下压电声子晶体智能材料的带隙

[Band gaps of the phononic piezoelectric smart materials with LCR shunting circuits](#)

物理学报.2016, 65(16): 164202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.164202>

近零折射率材料的古斯汉欣位移的特性研究

[Goos-H 鍢 chen shift based on nearzero-refractive-index materials](#)

物理学报.2016, 65(15): 154208 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.154208>

一种基于共享孔径 Fabry-Perot 谐振腔结构的宽带高增益磁电偶极子微带天线

[Design of a broadband and high-gain shared-aperture fabry-perot resonator magneto-electric microstrip antenna](#)

物理学报.2016, 65(13): 134205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.134205>

# 新型Fibonacci准周期结构一维等离子体光子晶体的全方位带隙特性研究\*

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)

(2016年6月23日收到; 2016年7月25日收到修改稿)

以二元Fibonacci准周期结构的一维等离子体光子晶体为对象, 在系统研究不同初始序列及周期数的该结构光子晶体带隙特性的基础上, 给出了一种新颖的一维等离子体光子晶体结构, 用于扩大全方位光子带隙. 相比文献中的结构, 该结构更简单(层数大大减少, 且属于二元结构), 全方位光子带隙宽度也更宽. 此外, 讨论了等离子体材料参数, 如等离子体厚度、等离子体频率、碰撞频率对该结构全方位带隙的影响, 并与文献结构情况进行了对比. 研究结果可为新型全方位反射器的设计提供重要的理论指导.

**关键词:** 等离子体光子晶体, 准周期结构, Fibonacci序列, 全方位光子带隙

**PACS:** 42.70.Qs, 78.67.Pt

**DOI:** 10.7498/aps.65.244204

## 1 引言

光子晶体<sup>[1,2]</sup>具有独特的带隙特性, 当电磁波的频率位于光子带隙(photonic bandgap, PBG)内, 电磁波将被禁止传播. 基于该特性, 光子晶体已在滤波器、传感器、非线性光学等众多领域获得广泛的应用<sup>[3-5]</sup>. 若一个PBG在任何入射角度对横电波和横磁波都具有禁止作用, 则这样的PBG被称为全方位PBG(omnidirectional photonic bandgap, OPBG). 具有OPBG特性的光子晶体在全方位反射器(omnidirectional reflector, ODR)、微腔、同轴波导等方面有重要应用<sup>[6-8]</sup>, 是光子晶体领域的研究热点之一.

一维光子晶体(one-dimensional photonic crystal, 1DPC)是不同折射率的介质在一维方向上周期性排列而成的人工微结构, 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光子晶体<sup>[9-11]</sup>. 目前1DPC结构的ODR在理论和实

验方面已有较广泛研究<sup>[12-14]</sup>. 对周期性高、低折射率介质交替而成的1DPC而言, 通常选取折射率对比度大的高、低折射率介质材料以实现较大范围的OPBG. 但自然界中光学材料的种类有限, 基于该方法扩大OPBG有较大的局限性. 为了进一步扩大OPBG, 研究者们提出了采用特殊的结构来进行, 如异质结构<sup>[14]</sup>、stagger结构<sup>[15]</sup>、无序结构<sup>[16]</sup>、三元结构<sup>[17]</sup>等. 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的特有的物理特性(如复杂带隙结构)<sup>[18-20]</sup>. 研究发现, 准周期结构具有比传统周期结构更大的OPBG, 可以进一步提高OPBG宽度<sup>[21]</sup>. 此外, 引入特殊的材料, 如负折射率材料等, 也可以得到比传统介质材料光子晶体更大的OPBG<sup>[13,22]</sup>. 等离子体材料是不同于固体、液体和气体的物质的第四态, 由于其是频率相关的色散介质, 且其折射率可通过灵活调控等离子体参数在较大范围进行调谐. 近年

\* 上海市教委科研创新项目(批准号: 15ZZ045)和上海市特种光纤与光接入网重点实验室开放课题(批准号: SKLSFO2014-04)资助的课题.

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

来, 研究者们已经将等离子体材料引入准周期结构的1DPC中以扩大OPBG宽度<sup>[23–26]</sup>. 这主要包括Thue-Morse准周期和Fibonacci准周期结构等, 这两类准周期结构中各介质层分别按数学上的Thue-Morse和Fibonacci序列顺序排列. 类似于周期结构, 准周期结构的研究始于固体物理(晶体结构)领域. 由于光子晶体与普通晶体的相似性, 人们开始将准周期结构引入光子晶体中. 在近几年里, 由于其奇特的光学特性, 光子准晶体在理论和实验上都备受关注. 但目前准周期结构的一维等离子体光子晶体(one-dimensional plasma photonic crystal, 1DPPC)多采用三元结构, 且初始序列未有效优化, 因而结构较复杂(层数繁多, 如文献<sup>[25, 26]</sup>中分别为144层和254层), OPBG宽度也有待进一步提高(如文献<sup>[25, 26]</sup>中分别为2.473 GHz和5.88 GHz).

本文以最简单的二元Fibonacci准周期结构1DPPC为对象, 在系统研究不同初始序列及周期数的该结构光子晶体带隙特性的基础上, 给出了一种新颖的1DPPC结构, 用于扩大OPBG, 并给出了简要的理论分析. 相比以往的研究结果, 本文提出的结构更简单(层数仅为12层, 且属于二元结构), OPBG宽度更宽(7.8 GHz). 此外, 系统讨论了等离子体参数对该结构全方位带隙的影响. 研究结果可为新型ODR的设计提供重要的理论指导.

## 2 模型

本文研究的两元1DPPC, 各层间按Fibonacci序列以 $F_n = F_{n-1}F_{n-2}$ 的递归关系排列, 其中阶数 $n \geq 2$ ;  $F_0$ 和 $F_1$ 为初始序列. 考虑的二元材料分别以A和P表示, 其中A为常规电介质材料, P为等离子体材料. 例如,  $F_0 = AP$ ,  $F_1 = P$ , 则 $F_2 = F_1F_0 = PAP$ ,  $F_3 = F_2F_1 = PAPP$ , 以此类推. 图1为该三阶Fibonacci准周期结构示意图.

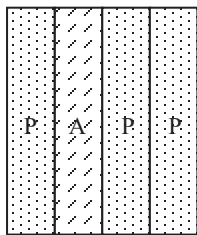


图1 初始序列 $F_0 = AP$ ,  $F_1 = P$ 时, 三阶的Fibonacci准周期光子晶体结构示意图

Fig. 1. Schematic diagram of a third order Fibonacci quasi-periodic PC with  $F_0 = AP$ ,  $F_1 = P$ .

等离子体层的介电常数满足Drude模型, 可表示为

$$\epsilon_P = 1 - \omega_P^2 / (\omega^2 - jv_c\omega), \quad (1)$$

这里 $\omega_P$ 和 $v_c$ 分别为等离子体频率和碰撞频率,  $\omega$ 为电磁波的角频率. 等离子体频率具有如下形式:

$$\omega_P = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m}}, \quad (2)$$

这里 $e$ ,  $m$ 和 $\epsilon_0$ 分别为电荷的电量、电荷的质量和真空中的介电常数;  $n_e$ 为等离子体密度. A和P的折射率分别为 $n_A$ 和 $n_P$ , 厚度分别为 $d_A$ 和 $d_P$ .

## 3 结果与分析

考虑最简单情况的二元Fibonacci准周期结构1DPPC, 则初始序列 $F_0$ 和 $F_1$ 分别包括均为单层的结构和一个为单层、另一个为双层的结构. 具体为以下十种情况, 如表1所列. 以下基于传输矩阵方法<sup>[27]</sup>, 研究这十种不同初始序列的1DPPC的带隙特性. 选取A介质层材料的折射率 $n_A = 2$ , 厚度 $d_A = 5$  mm; P材料的厚度 $d_P = 2$  mm, 等离子体频率 $\omega_P = 2\pi \times 28.4 \times 10^9$  rad/s, 碰撞频率 $v_c = 2\pi \times 10^6$  rad/s.

表1 最简二元Fibonacci准周期结构1DPPC的初始序列

Table 1. Initial sequences of the simplest binary 1DPPC with Fibonacci quasiperiodic structure.

编号	$F_0$	$F_1$
1	A	P
2	P	A
3	A	AP
4	A	PA
5	P	AP
6	P	PA
7	AP	P
8	AP	A
9	PA	P
10	PA	A

### 3.1 1DPPC的结构优化

选取周期数为10, 研究不同初始序列的1DPPC的带隙特性. 图2给出了正交入射时不同

初始序列情况的  $(F_2)^{10}$ ,  $(F_3)^{10}$  和  $(F_4)^{10}$  结构, 其 PBG 宽度随序列阶数的变化. 为了便于观察, 将这十种初始序列结构分为两类, 图 2(a) 为 1, 3, 4, 7, 9 初始序列结构情况; 图 2(b) 为 2, 5, 6, 8, 10 初始序列结构情况.

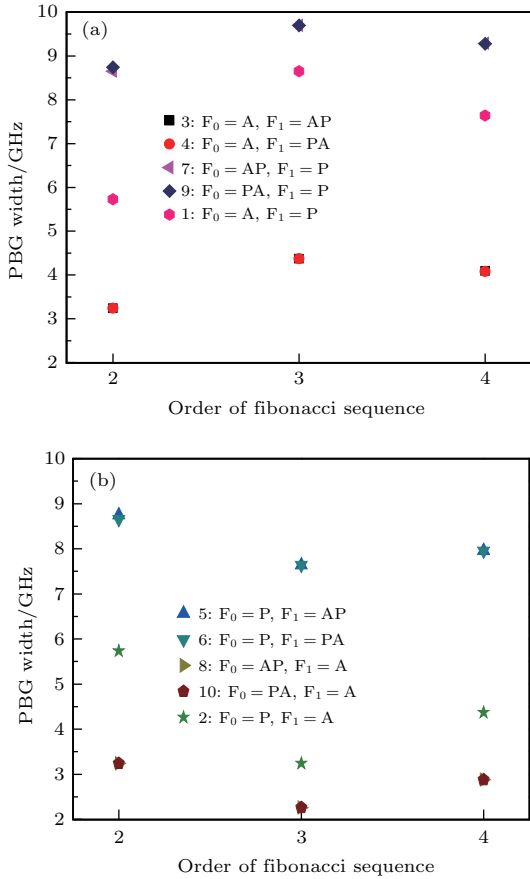


图 2 (网刊彩色) 正交入射时, 对于不同初始序列的  $(F_2)^{10}$ ,  $(F_3)^{10}$  和  $(F_4)^{10}$ , 其 PBG 宽度随序列阶数的变化 (a) 1, 3, 4, 7, 9 初始序列; (b) 2, 5, 6, 8, 10 初始序列  
Fig. 2. (color online) PBG width of  $(F_2)^{10}$ ,  $(F_3)^{10}$  and  $(F_4)^{10}$  with order of sequence at normal incidence for different initial sequences: (a) 1, 3, 4, 7, 9; (b) 2, 5, 6, 8, 10.

由图 2(a) 可知, 当初始序列为 1, 3, 4, 7, 9 时,  $(F_3)^{10}$  结构的带隙大于  $(F_2)^{10}$  结构情况, 而其  $(F_4)^{10}$  结构的带隙小于  $(F_3)^{10}$  结构情况, 即这些初始序列结构的  $(F_3)^{10}$  带隙最大. 同时, 对比 1, 3, 4, 7, 9 初始序列结构的  $(F_3)^{10}$  带隙可知, 初始序列 7 和 9 的  $(F_3)^{10}$  结构带隙较大. 由图 2(b) 可知, 当初始序列为 2, 5, 6, 8, 10 情况时,  $(F_2)^{10}$  结构的带隙大于  $(F_3)^{10}$  情况, 而其  $(F_4)^{10}$  结构的带隙小于  $(F_2)^{10}$  情况, 即这些初始序列结构的  $(F_2)^{10}$  带隙最大. 同时, 对比 2, 5, 6, 8, 10 初始序列结构的  $(F_2)^{10}$  带隙可知, 初始序列 5 和 6 的  $(F_2)^{10}$  结构带隙较大. 表 2 详细给出了正交入射时, 以上十种不同初始序列的

$(F_2)^{10}$ ,  $(F_3)^{10}$  和  $(F_4)^{10}$  结构的 PBG 宽度. 图 3 给出了初始序列 7 和 9 的  $(F_3)^{10}$  结构及初始序列 5 和 6 的  $(F_2)^{10}$  结构的反射谱. 由表 2 和图 3 可见, 正交入射时, 初始序列 7 和 9 的  $(F_3)^{10}$  结构带隙最宽.

表 2 正交入射时, 不同初始序列的  $(F_2)^{10}$ ,  $(F_3)^{10}$  和  $(F_4)^{10}$  结构的 PBG 宽度 (单位: GHz)

Table 2. PBG width of  $(F_2)^{10}$ ,  $(F_3)^{10}$  and  $(F_4)^{10}$  with different initial sequences at normal incidence (unit: GHz).

	PBG 宽度		
	$(F_2)^{10}$	$(F_3)^{10}$	$(F_4)^{10}$
1: $F_0 = A; F_1 = P$	5.73	8.65	7.64
2: $F_0 = P; F_1 = A$	5.73	3.24	4.37
3: $F_0 = A; F_1 = AP$	3.24	4.37	4.09
4: $F_0 = A; F_1 = PA$	3.24	4.37	4.08
5: $F_0 = P; F_1 = AP$	8.75	7.64	7.96
6: $F_0 = P; F_1 = PA$	8.65	7.64	7.95
7: $F_0 = AP; F_1 = P$	8.65	9.7	9.29
8: $F_0 = AP; F_1 = A$	3.24	2.26	2.88
9: $F_0 = PA; F_1 = P$	8.74	9.7	9.28
10: $F_0 = PA; F_1 = A$	3.24	2.26	2.88

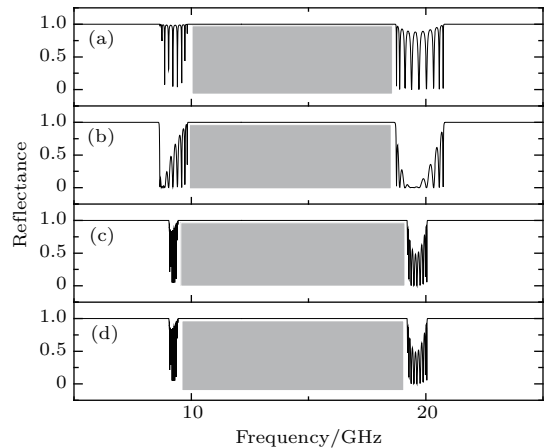


图 3 正交入射时不同结构的反射谱 (a) 初始序列 5 的  $(F_2)^{10}$  结构; (b) 初始序列 6 的  $(F_2)^{10}$  结构; (c) 初始序列 7 的  $(F_3)^{10}$  结构; (d) 初始序列 9 的  $(F_3)^{10}$  结构  
Fig. 3. Reflective spectra at normal incidence for structure: (a)  $(F_2)^{10}$  with initial sequence 5; (b)  $(F_2)^{10}$  with initial sequence 6; (c)  $(F_3)^{10}$  with initial sequence 7; (d)  $(F_3)^{10}$  with initial sequence 9.

下面以初始序列 7 为例, 考虑斜入射情况. 图 4 给出了 TE, TM 偏振光情况下, 入射角分别为  $0^\circ$ ,  $60^\circ$ ,  $85^\circ$  时该初始序列的  $(F_3)^{10}$  的反射谱. 由图 4 可知, 对 TE 和 TM 偏振光, PBG 的上边带

和下边带均随角度的增大向高频方向移动, 且TE偏振光移动得更快. 由于两种偏振光在正入射时反射谱重合, 因而该Fibonacci准周期结构的OPBG由TE偏振光的85°时带隙的下边带和0°时带隙的上边带决定, 如图中灰色区域所示. 该结论也同样适用于其他初始序列的情况. 按照该结论可计算, 初始序列为5和6情况时的 $(F_2)^{10}$ 的OPBG宽度分别为7.22 GHz和7.3 GHz; 初始序列为7和9情况时的 $(F_3)^{10}$ 的OPBG宽度均为8.11 GHz. 综合正入射和斜入射情况可知, 初始序列为7和9情况时的 $(F_3)^{10}$ 结构的OPBG最大.

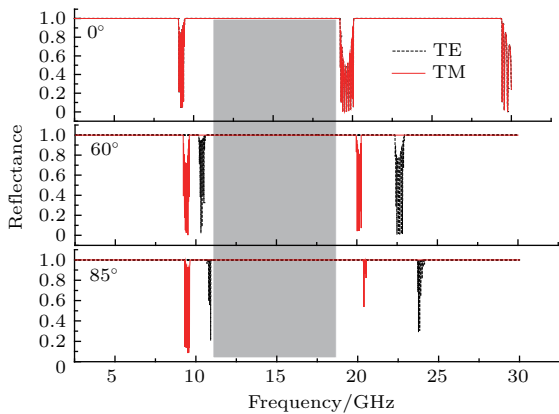


图4 (网刊彩色) TE和TM偏振光情况下, 入射角分别为0°, 60°, 85°时初始序列7的 $(F_3)^{10}$ 的反射谱  
Fig. 4. (color online) Reflective spectra of  $(F_3)^{10}$  with initial sequence of 7 for TE and TM polarizations at incident angle of 0°, 60° and 85°.

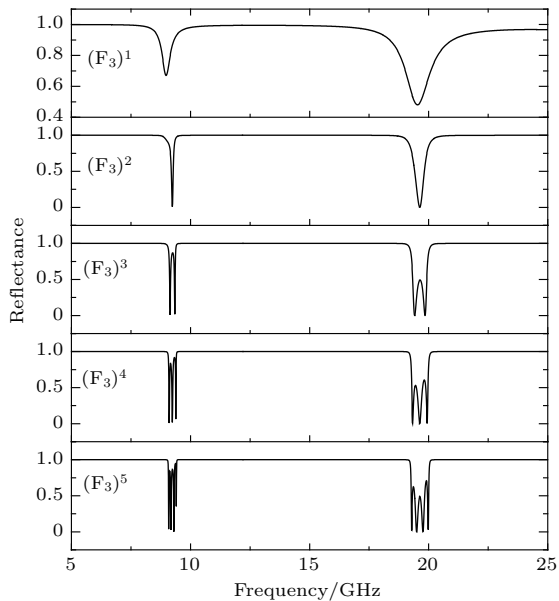


图5 周期数 $N = 1, 2, 3, 4, 5$ 时 $(F_3)^N$ 结构的反射谱  
Fig. 5. Reflective spectra of  $(F_3)^N$  structure with period  $N$  of the values of 1, 2, 3, 4 and 5.

我们知道光子晶体的带隙随周期数的增大而增大, 但该特性会出现饱和现象, 即当周期增大到一定值时, 继续增大周期后带隙变化很小, 可以忽略不计, 因而有必要对准周期结构的周期数进行优化. 图5给出了初始序列7情况时, 正交入射情况下,  $N = 1, 2, 3, 4, 5$ 时 $(F_3)^N$ 结构的反射谱. 由图5可知, 随着周期数 $N$ 的增大,  $(F_3)^N$ 的PBG宽度逐渐增大. 周期数为3后, 继续增大周期,  $(F_3)^N$ 结构的带隙无明显变化, 因而可确定最佳周期数为 $N = 3$ , 即 $(F_3)^3 = (PAPP)^3$ (或 $(PPAP)^3$ )为最佳的1DPPC结构.

### 3.2 优化结构的全方位带隙特性

下面以 $(F_3)^3 = (PAPP)^3$ 为例, 给出其OPBG特性.

图6为TM和TE偏振光情况下不同入射角时 $(F_3)^3$ 结构的反射谱. OPBG宽度如图中灰色区域所示, 即7.8 GHz.

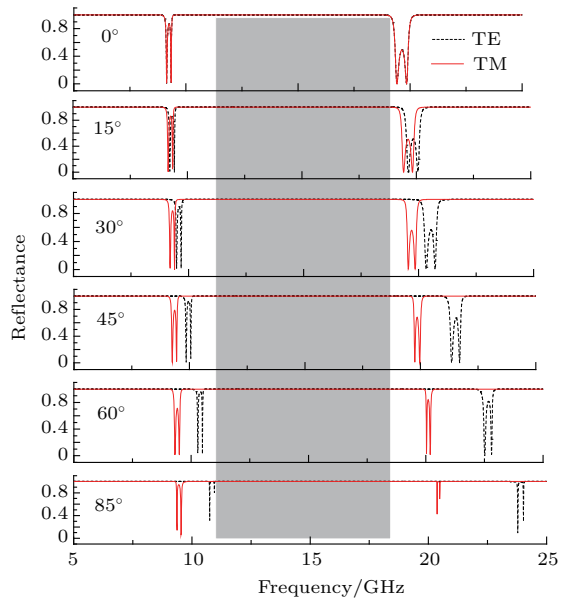


图6 (网刊彩色) 初始序列7情况时, 不同偏振光 and 不同入射角情况下的 $(F_3)^3$ 的反射谱  
Fig. 6. (color online) Reflective spectra of  $(F_3)^3$  with initial sequence of 7 for TE and TM polarizations at incident angles of 0°, 15°, 30°, 45°, 60° and 85°.

图7为初始序列7的 $(F_3)^3$ , 即 $(PAPP)^3$ 结构的带隙上频率限 $f_H$ -TM(TM偏振光),  $f_H$ -TE(TE偏振光)和带隙下频率限 $f_L$ -TM(TM偏振光),  $f_L$ -TE(TE偏振光)随入射角的变化, 其中灰色区域所示为该结构的OPBG. 图8为反射率与频率和入

射角的关系图, 两条水平白线间的频率范围即为 OPBG.

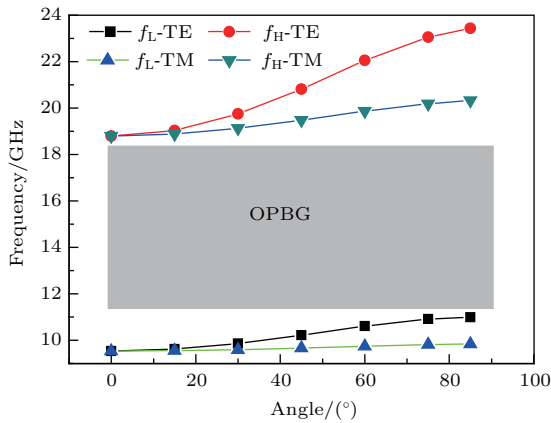


图7 (网刊彩色) 不同偏振态光情况下, 不同入射角时 (PAPP)<sup>3</sup> 结构的带隙上下频率限随角度的变化

Fig. 7. (color online)  $f_L$ -TE,  $f_L$ -TM,  $f_H$ -TE and  $f_H$ -TM of (PAPP)<sup>3</sup> structure with different incident angles.

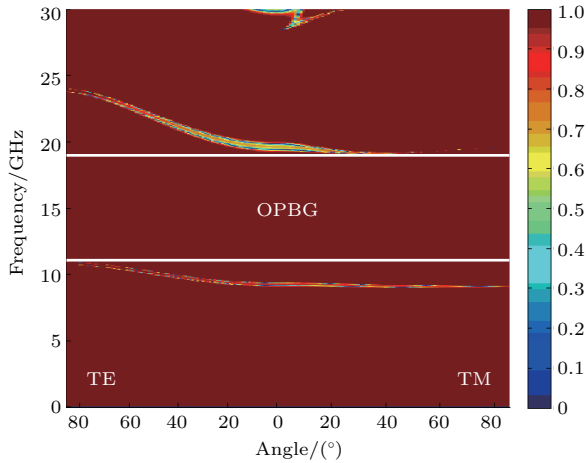


图8 (网刊彩色) 不同偏振态光时, (PAPP)<sup>3</sup> 结构的反射率与频率、入射角的变化

Fig. 8. (color online) Photonic band structure of (PAPP)<sup>3</sup> structure in terms of frequency and incidence angle.

应该指出的是, 一些简单结构, 如金属反射层、厚的等离子体片也可以在较大频率范围作为全向反射器. 但具有 OPBG 的 1DPC 结构可提供更灵活的频率选择特性及更低损耗行为的全向反射

率 [28]. 例如, 一个厚的等离子体片的全向高反射范围总是起始于 0 GHz, 而 Fibonacci 准周期结构的 1DPPC, 其 OPBG 范围可从 0 GHz 开始, 也可以从非 0 GHz 开始.

### 3.3 与现有相关结构的带隙特性对比

图 9 给出了正交入射时相同参数情况下文献结构及本文优化结构 (PAPP)<sup>3</sup> 的反射谱. 详细的 OPBG 参数如表 3 所列. 这里带隙是考虑反射率不小于 0.999 的部分. 由图 9 和表 3 可知, 本文结构 (PAPP)<sup>3</sup> 的 OPBG 最宽. 此外, 相比其他结构, 本文 (PAPP)<sup>3</sup> 结构最简单, 只有 12 层结构, 比其他结构的层数要少得多.

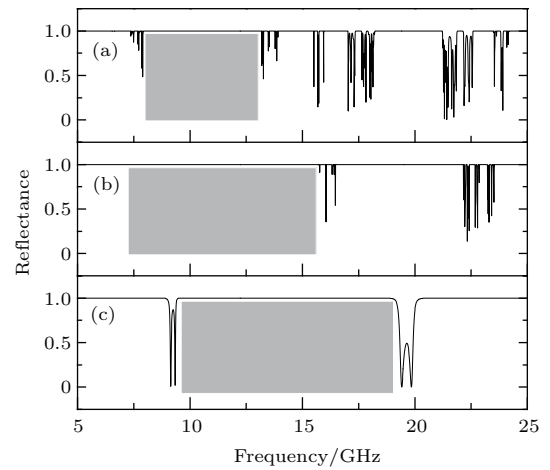


图9 正入射时不同结构的反射谱 (a) 文献 [25] 的 S<sub>10</sub> 结构; (b) 文献 [26] 的 S<sub>10</sub> 结构; (c) (PAPP)<sup>3</sup> 结构

Fig. 9. Reflective spectra at normal incidence for (a) structure of S<sub>10</sub> in Ref. [25], (b) structure of S<sub>10</sub> in Ref. [26], (c) structure of (PAPP)<sup>3</sup>.

现有文献中, 除了文献 [25, 26] 的 Fibonacci 准周期结构的 1DPPC 结构, 文献 [23, 24] 也给出了 Thue-Morse 准周期结构的新颖 1DPPC 结构. 文献 [23, 24] 分别采用了 64 层和 80 层结构. 相同参数情况下文献 [23, 24] 结构的 OPBG 宽度分别为 3.32 GHz 和 7.20 GHz, 限于篇幅, 这里不再详述.

表3 不同结构的 OPBG 参数

Table 3. Parameters of OPBG for different structures.

结构	$f_L$ /GHz	$f_H$ /GHz	$\Delta f$ /GHz	$\delta f$ /GHz
$S_0 = P, S_1 = AB$ (S <sub>10</sub> ) 文献 [25]	9.50	13.18	9.50—13.18	3.68
$S_0 = P, S_1 = PABP$ (S <sub>10</sub> ) 文献 [26]	8.64	15.70	8.64—15.70	7.06
(PAPP) <sup>3</sup>	10.99	18.79	10.99—18.79	7.80

注:  $f_L$ , OPBG 的下边带;  $f_H$ , OPBG 的上边带;  $\Delta f$ , OPBG 范围;  $\delta f$ , OPBG 宽度

### 3.4 参数讨论

图 10 为不同结构的 OPBG 宽度随等离子体层厚度  $d_P$  (图 10(a))、等离子体频率  $\omega_P$  (图 10(b)) 和等离子体碰撞频率  $\nu_c$  (图 10(c)) 的变化. 由图 10(a) 和图 10(b) 可知, 对于所比较的三种结构来说, OPBG 宽度均随  $d_P$  和  $\omega_P$  的增大而增大, 在参数较小时本文 (PAPP)<sup>3</sup> 结构的变化最快, 而且参数在大于一定值后, 本文 (PAPP)<sup>3</sup> 结构在相同  $d_P$  或  $\omega_P$  时的 OPBG 宽度总是最宽. 而对于  $\nu_c$  变化而言, 三种结构的 OPBG 宽度随  $\nu_c$  的增大基本保持不变, 且本文 (PAPP)<sup>3</sup> 结构在相同  $\nu_c$  时的 OPBG 宽度最宽.

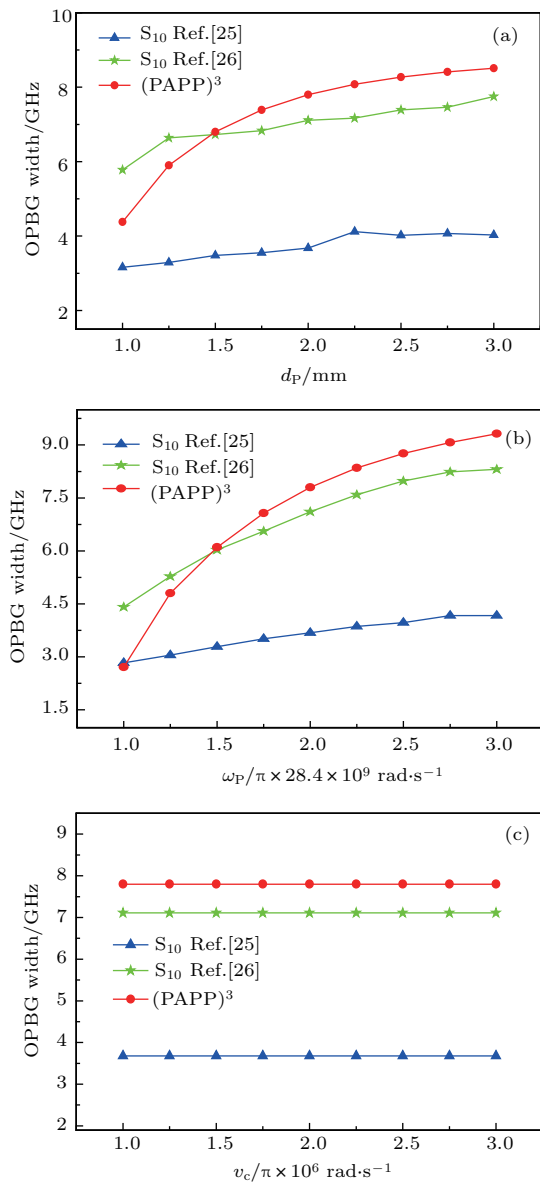


图 10 (a)  $d_P$ , (b)  $\omega_P$ , (c)  $\nu_c$  变化时, 不同结构的 OPBG 宽度  
Fig. 10. OPBG width of different structures for different (a)  $d_P$ , (b)  $\omega_P$ , (c)  $\nu_c$ .

### 4 理论分析

上述初始序列 7, 9 的三阶 Fibonacci 准周期结构  $F_3$  具有最优的 PBG 宽度可从等离子体材料的色散特性及准周期结构中等离子体层占的比重来解释.

图 11 给出了等离子体介电常数的实部 ( $\text{Re}(\epsilon_P)$ ) 和虚部 ( $\text{Im}(\epsilon_P)$ ) 随频率的变化情况. 图中插图给出了  $\text{Im}(\epsilon_P)$  的局部放大结果. 由图 11 可知,  $\text{Re}(\epsilon_P)$  和  $\text{Im}(\epsilon_P)$  的变化仅在低频区域. 当频率大于 2 GHz 时,  $\text{Im}(\epsilon_P)$  的值几乎为 0, 可忽略, 所以在讨论的频率范围 5—25 GHz 内, 色散主要由  $\text{Re}(\epsilon_P)$  决定, 且其值要远大于常规介质在此频率范围内的值 (例如, 二氧化硅的介电常数  $\epsilon_A = 4$ ).

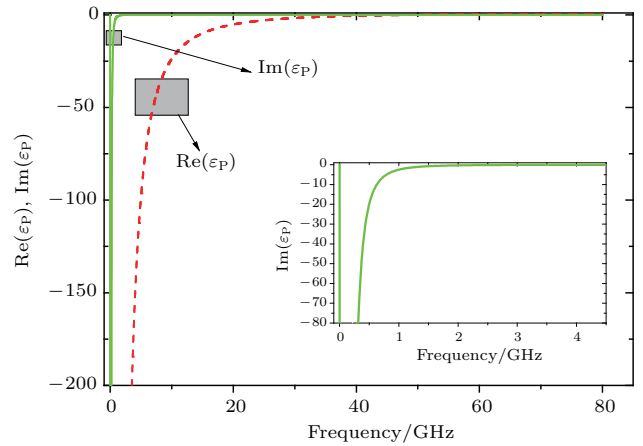


图 11 (网刊彩色)  $\text{Re}(\epsilon_P)$  和  $\text{Im}(\epsilon_P)$  随频率的变化  
Fig. 11. (color online)  $\text{Re}(\epsilon_P)$  and  $\text{Im}(\epsilon_P)$  as a function of frequency.

对 1DPC 结构, 如  $(AB)^{20}$  而言, 其存在 PBG 的条件为光在 A 和 B 介质内的折射角要小于其界面的布儒斯特角<sup>[29]</sup>. 如果折射角大于布儒斯特角, 按照布儒斯特定律则入射角在布儒斯特角附近会出现 TM 偏振光的反射率消失的现象. 以等离子体材料 P 和常规介质 A (二氧化硅) 构成的周期性  $(AP)^{20}$  结构为例, 将 A 和 P 界面的布儒斯特角以  $\theta_B$  表示, P 介质内的最大折射角以  $\theta_P$  表示. 图 12 给出了  $\theta_B$  和  $\theta_P$  随频率的变化. 从图 12 我们可以看出, 在 0—36 GHz 的范围内,  $\theta_P$  总是小于  $\theta_B$ , 即在该频率范围内, 对于  $(AP)^{20}$  结构, PBG 总是存在. 而对于由传统电介质材料组成的 1DPC 结构, 如  $(AB)^{20}$  而言 (A 和 B 分别为二氧化硅和空气, 具体参数为:  $\epsilon_A = 4$ ,  $\epsilon_B = 1$ ,  $d_A = 6 \text{ mm}$ ,  $d_B = 5 \text{ mm}$ ), TM 偏振光在接近布儒斯特角  $63.43^\circ$

时, (AB)<sup>20</sup> 结构不能形成 PBG(限于篇幅未给出光谱图). 可见, 引入等离子体材料构成 1DPPC 为扩展 PBG 提供了更大可能性.

另一方面, 定义参数  $Q$  为准周期结构中的 P 层个数与结构总层数之比. 表 4 列出了不同初始序列的  $F_2$ ,  $F_3$  和  $F_4$  结构及其相应的  $Q$  值. 这里需要指出的是, 传统二元周期性光子晶体结构其实就是初始序列 1, 2 情况的 2 阶 Fibonacci 准周期结构. 由表 4 可知, 相比周期性光子晶体结构及其他初始序列的 Fibonacci 准周期结构, 初始序列 7 和 9 的  $F_3$ =PAPP 及 PPAP, 其对应的  $Q$  值最大(为 3/4), 带隙最宽, 这与组元材料之间的高介电常数对比度有关.

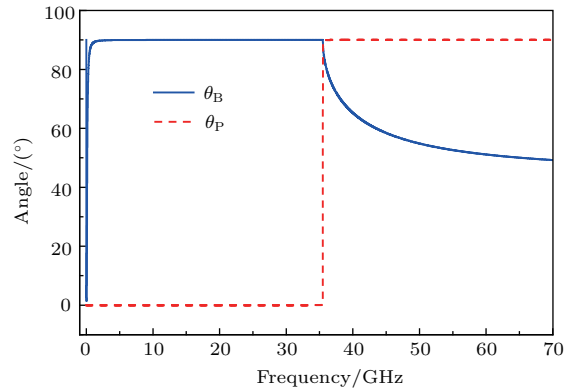


图 12 (网刊彩色)  $\theta_B$  and  $\theta_P$  随 (AP)<sup>20</sup> 结构频率的变化  
Fig. 12. (color online)  $\theta_B$  and  $\theta_P$  as a function of frequency for (AP)<sup>20</sup> structure.

表 4 不同初始序列的  $F_2$ ,  $F_3$  和  $F_4$  结构及其  $Q$  值

Table 4. Structures of  $F_2$ ,  $F_3$  and  $F_4$  with different initial sequences and the corresponding values of  $Q$ .

	$F_2$		$F_3$		$F_4$	
	结构	$Q$ 值	结构	$Q$ 值	结构	$Q$ 值
1: $F_0 = A; F_1 = P$	PA	1/2	PAP	2/3	PAPPA	3/5
2: $F_0 = P; F_1 = A$	AP	1/2	APA	1/3	APAAP	2/5
3: $F_0 = A; F_1 = AP$	APA	1/3	APAAP	2/5	APAAPAPA	3/8
4: $F_0 = A; F_1 = PA$	PAA	1/3	PAAPA	2/5	PAAPAPAA	3/8
5: $F_0 = P; F_1 = AP$	APP	2/3	APPAP	3/5	APPAPAPP	5/8
6: $F_0 = P; F_1 = PA$	PAP	2/3	PAPPA	3/5	PAPPAPAP	5/8
7: $F_0 = AP; F_1 = P$	PAP	2/3	PAPP	3/4	PAPPPAP	5/7
8: $F_0 = AP; F_1 = A$	AAP	1/3	AAPA	1/4	AAPAAAP	2/7
9: $F_0 = PA; F_1 = P$	PPA	2/3	PPAP	3/4	PPAPPPA	5/7
10: $F_0 = PA, F_1 = A$	APA	1/3	APAA	1/4	APAAAPA	2/7

## 5 结 论

本文以最简单的二元 Fibonacci 准周期结构的 1DPPC 为对象, 系统研究了 Fibonacci 初始序列(即  $F_0$  与  $F_1$ ) 的不同对该结构 PBG 与 OPBG 的影响. 在此基础上, 提出了初始序列为  $F_0 = AP, F_1 = P$  及  $F_0 = PA, F_1 = P$  的 ( $F_3$ )<sup>3</sup> 的优化结构. 与目前现有含等离子体材料的 Fibonacci 准周期结构相比较, 本优化结构以更简单的结构(12 层)实现了更宽的 OPBG(7.8 GHz). 此外, 由于整个结构只有两种材料, 属于二元结构, 更易于实现. 最后, 对比分析了本优化结构和现有文献结构当等离子体

厚度、等离子体频率和等离子体碰撞频率变化时 OPBG 的变化, 进一步展现了其优势.

## 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, Zhang R J, Wang Y 2015 *J. Appl. Phys.* **117** 213101  
 [5] Fang Y T, He H Q, Hu J X 2016 *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **22** 293  
 [6] Deopura M, Ullal C K, Temelkuran B, Fink Y 2001 *Opt. Lett.* **26** 1197



- [7] Ibanescu M, Fink Y, Fan S, Thomas E L, Joannopoulos J D 2000 *Science* **289** 415
- [8] Hart S D, Maskaly G R, Temelkuran B, Prideaux P H, Joannopoulos J D, Fink Y 2002 *Science* **296** 510
- [9] Fang Y T, Ni Y X, He H Q, Hu J X 2014 *Opt. Commun.* **320** 99
- [10] Zhang J, Fu W P, Zhang R J, Wang Y 2014 *Chin. Phys. B* **23** 104215
- [11] Liu J T, Liu N H, Li J, Li X J, Huang J H 2012 *Appl. Phys. Lett.* **101** 052104
- [12] Chigrin D N, Lavrinenko A V, Yarotsky D A, Gaponenko S V 1999 *Appl. Phys. A: Mater. Sci. Process.* **68** 25
- [13] Dai X Y, Xiang Y J, Wen S C, He H Y 2011 *J. Appl. Phys.* **109** 053104
- [14] Zhang J, Benson T M 2013 *J. Mod. Opt.* **60** 1804
- [15] Zhang H F, Liu S B, Kong X K, Bian B R, Zhao H C 2012 *Opt. Commun.* **285** 5235
- [16] Wu C J, Rao Y N, Han W H 2010 *Prog. Electromagn. Res.* **100** 27
- [17] Wang S Q, Yang X B, Liu C Y T 2014 *Phys. Lett. A* **378** 1326
- [18] Vardeny Z V, Nahata A, Agrawal A 2013 *Nat. Photon.* **7** 177
- [19] Poddubny A N, Ivchenko E L 2010 *Physica E* **42** 1871
- [20] Zou J H, Zhang J 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 014214 (in Chinese) [邹俊辉, 张娟 2016 物理学报 **65** 014214]
- [21] Lusk D, Abdulhalim I, Placido F 2001 *Opt. Commun.* **198** 273
- [22] Gharaati A, Zare Z 2011 *Prog. Electromagn. Res. M* **20** 81
- [23] Zhang H F, Liu S B 2013 *Opt. Quant. Electron.* **45** 925
- [24] Zhang H F, Liu S B, Kong X K 2013 *Solid State Commun.* **174** 19
- [25] Zhang H F, Zhen J P, He W P 2013 *Optik* **124** 4182
- [26] Zhang H F, Liu S B, Kong X K, Bian B R, Dai Y 2012 *Phys. Plasmas* **19** 112102
- [27] Born M, Wolf E 1999 *Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light* (7th Ed.) (Cambridge: Cambridge University Press) pp54–74
- [28] Fink Y, Winn J N, Fan S H, Chen C P, Michel J, Joannopoulos J D, Thomas E L 1998 *Science* **282** 1679
- [29] Lee H Y, Yao T 2003 *J. Appl. Phys.* **93** 819

# Omnidirectional photonic bandgap of the one-dimensional plasma photonic crystal based on a novel Fibonacci quasiperiodic structure\*

Zhang Juan<sup>†</sup>

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

( Received 23 June 2016; revised manuscript received 25 July 2016 )

## Abstract

The binary one-dimensional plasma photonic crystal (1DPPC) based on Fibonacci quasiperiodic structure is studied systematically in this paper. We consider the two simplest cases. In one case, the initial sequences  $F_0$  and  $F_1$  are both of single layer structure. In another case, one initial sequence ( $F_0$  or  $F_1$ ) is of a single layer structure, while the other one ( $F_1$  or  $F_0$ ) is of a double layer structure. Thus there are ten different kinds of initial sequences in total. The photonic bandgap characteristics of the 1DPPC with these different initial sequences and numbers of period are analyzed. On these bases, a novel structure of one-dimensional plasma photonic crystal ( $F_3$ )<sup>3</sup> with initial sequence of  $F_0 = AP$ ,  $F_1 = P$  and  $F_0 = PA$ ,  $F_1 = P$  is proposed in this paper to enlarge the omnidirectional photonic bandgap (OPBG). Compared with previously reported structures in the literature, this structure is simple in configuration with fewer layers and materials, and its OPBG width is wide. The influences of the parameters of the plasma material, such as the thickness, plasma frequency and collision frequency, on the OPBG characteristics of this structure are also discussed. The OPBG width increases with the increase of the thickness and plasma frequency of the plasma layer. Compared with the structures in the literature, the change of OPBG width is the fastest for the proposed structure when the parameters are relatively small. And with the same parameters, the OPBG width for the proposed structure is the widest when the parameters are greater than a certain value. The plasma collision frequency has no effect on the OPBG width for all the structures. But the OPBG width for the proposed structure is the widest when this parameter has the same value. The reason why the proposed structure has an optimal OPBG width is explained by analyzing the dispersion properties of the plasma. The real and imaginary part of the dielectric constant of plasma change with frequency significantly only in the low frequency region. Since the imaginary part of dielectric constant is nearly zero when the frequency is larger than 2 GHz, only the dispersion effect of the real part of dielectric constant needs to be considered in the frequency range we investigate. And its value is much greater than that of conventional medium in the same frequency range. This makes the high-reflectance bands of the 1DPPC broader than those in the case of pure photonic interference phenomena with conventional medium. On the other hand, the corresponding highest proportion of plasma layers in the whole quasiperiodic structure can also be used to explain the broadest band gap of ( $F_3$ )<sup>3</sup>. These results can provide important theoretical guidance for designing the novel omnidirectional reflectors.

**Keywords:** plasma photonic crystal, quasiperiodic structure, Fibonacci sequence, omnidirectional photonic bandgap

**PACS:** 42.70.Qs, 78.67.Pt

**DOI:** 10.7498/aps.65.244204

\* Project supported by the Innovation Program of Shanghai Municipal Education Commission, China (Grant No. 15ZZ045) and the Open Foundation of Key Laboratory of Specialty Fiber Optics and Optical Access Networks, Shanghai University (Grant No. SKLSFO2014-04).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [juanzhang@staff.shu.edu.cn](mailto:juanzhang@staff.shu.edu.cn)