

## 紧凑的频率选择性表面阵列的谐振特性研究

高 强 闫敦豹 袁乃昌 付云起  
(国防科技大学微波技术发展中心 长沙 410073)

**摘 要** 该文对紧凑的频率选择性表面阵列的谐振特性进行了详细的研究。这类新型谐振单元尺寸大大缩小, 结构紧凑, 为低频段的频率选择性表面阵列的实现提供了可能。计算仿真与测量结果基本相符合。

**关键词** 频率选择性表面, 有限元, 周期边界条件, 透射与反射系数

中图分类号: TN822

文献标识码: A

文章编号: 1009-5896(2006)08-1513-03

## Resonance of Compact Frequency Selective Surface Arrays

Gao Qiang Yan Dun-bao Yuan Nai-chang Fu Yun-qi  
(Microwave Center, NUDT, Changsha 410073, China)

**Abstract** In this paper, the resonance of compact frequency selective surface arrays is studied in particular. These new resonant cells are greatly reduced in dimensions and very compact in structures, so it is possible to realize the lower frequency selective surface. Simulation and measurement are basically in agreement.

**Key words** Compact frequency selective surface, Finite element method, Periodic boundary condition, Coefficient of reflection and transmission

### 1 引言

众所周知, 频率选择性表面(Frequency Selective Surface, FSS)具有带通或带阻的滤波特性, 因而在天线罩、反射器天线中获得广泛的应用<sup>[1]</sup>。它是由谐振单元沿双周期方向排列所形成的周期阵列。根据谐振单元是导电贴片或导电板上的缝, FSS又可分为谐振反射面型和谐振窗型两种类型。由于FSS是周期结构, 因而根据Floquet定理, 它附近的场就满足周期性边界条件(periodic boundary condition)。分析的典型方法主要有: 模式匹配法、有限元法<sup>[2]</sup>及时域有限差分法(FDTD)<sup>[3]</sup>等。

本文给出一类新型谐振表面——紧凑的频率选择表面, 对它们的谐振特性进行了详细的分析, 并且从实验上得到了验证。

### 2 有限元法分析

(1) 有限元与周期边界 有限元法求解电磁场的基本步骤分为找出与边值问题相应的泛函及其变分问题、求解区域的离散(子域划分)、基函数(插值函数)的选择、求泛函极值、建立方程组并且求解, 其具体求解步骤见文献[4]。而子域划分直接影响计算精度和时间, 对于频率选择表面来说, 一般单元都很多或是无限的, 直接求解必然影响计算效率。由于阵元的周期性, 而不论阵元结构有多复杂, 阵元与阵元连接面处的场一定存在某种联系, 满足周期性边界条件, 这种特殊的边界条件又称为连接边界条件(Linked boundary

conditions)。正是由于连接边界条件使得我们只需研究频率选择表面的一个单元就可以分析此表面的反射与透射特性。

(2) 散射场公式 由于研究频率选择表面的反射和透射特性, 所以把场分离为入射场和反射场:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}^{\text{inc}} + \mathbf{E}^{\text{s}}, \quad \mathbf{H} = \mathbf{H}^{\text{inc}} + \mathbf{H}^{\text{s}} \quad (1)$$

待求解的齐次亥姆霍兹方程(包括等离子体与铁氧体物质)为

$$\nabla \times [\mu_r]^{-1} \nabla \times \mathbf{E}^{\text{s}} - k_0^2 [\epsilon_r] \mathbf{E}^{\text{s}} = -\nabla \times [\mu_r]^{-1} \nabla \times \mathbf{E}^{\text{inc}} + k_0^2 [\epsilon_r] \mathbf{E}^{\text{inc}} \quad (2)$$

其对应的泛函为

$$\begin{aligned} F = & \int_{\Omega} \left( \nabla \times \mathbf{E}^{\text{s}} [\mu_r]^{-1} \nabla \times \mathbf{E}^{\text{s}} - k_0^2 \mathbf{E}^{\text{s}} [\epsilon_r] \mathbf{E}^{\text{s}} \right) d\Omega \\ & - \int_{\Omega} \left( k_0^2 \mathbf{E}^{\text{s}} \text{ind(PML)} \left( [\epsilon_r] - [\mu_r]^{-1} \right) \mathbf{E}^{\text{inc}} \right) d\Omega \\ & + j\omega\mu_0 \int_{\Omega} \mathbf{E}^{\text{s}} \text{ind(PML)} (\text{grad}[\mu_r]^{-1} \times \mathbf{H}^{\text{inc}}) d\Omega \end{aligned} \quad (3)$$

其中

$$\text{ind(PML)} = \begin{cases} 0, & \text{在 PML} \\ 1, & \text{其它} \end{cases}$$

对于无界区域的辐射问题, 必须加吸收边界, 在这里我们采用 PML(Perfect Matching Layer)来限定计算区域。同时由于连接边界条件, 连接面上的切向电场满足:

$$\mathbf{E}_{\text{slave}} = e^{j\phi} \mathbf{E}_{\text{master}} \quad (4)$$

其中 master, slave 是如图 1 所示的连接面, 后者受限于前者。这样利用有限元法程序 HFSS, 把连接边界条件和 PML 加上便可求解出散射场, 再利用

$$R = 10 \times \log \frac{\int_{S_{\text{out}}} \text{Re}(\mathbf{E}^{\text{s}} \times \mathbf{H}^{\text{s}*}) \cdot \mathbf{n} ds}{\int_{S_{\text{in}}} \text{Re}(\mathbf{E}^{\text{inc}} \times \mathbf{H}^{\text{inc}*}) \cdot \mathbf{n} ds} \quad (5)$$

$$T = 10 \times \log \left( 1 - \frac{\int_{S_{out}} \operatorname{Re}(\mathbf{E}^s \times \mathbf{H}^{s*}) \cdot \mathbf{n} ds}{\int_{S_{in}} \operatorname{Re}(\mathbf{E}^{inc} \times \mathbf{H}^{inc*}) \cdot \mathbf{n} ds} \right) \quad (6)$$

便可计算出频率选择表面的反射和透射系数。

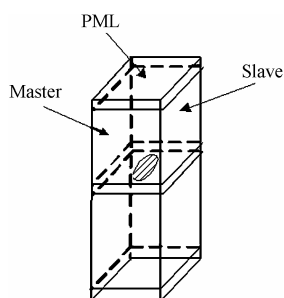


图1 有限元法求解的单元模型  
Fig. 1 The element model of FEM

### 3 紧凑的 FSS 的频率响应特性

#### 3.1 带开口环的 FSS

本文所用的介质均为  $\epsilon_r = 3.0, h = 0.5 \text{ mm}$ 。首先研究的谐振金属贴片单元结构如图2所示, FSS 的布阵方式均为正方形, 单元中心周期  $P = 12 \text{ mm}$ 。

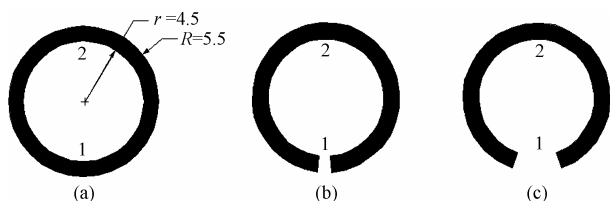


图2 环状谐振单元的形状(单位: mm)  
(a) 没有切割 (b) 10°切割 (c) 30°切割  
Fig. 2 The geometries of loop elements  
(a) no cut (b) 10°cut (c) 30°cut

图3是垂直入射下, 图2(a), 2(b)的透射特性曲线, 很明显可以看出当电场平行于切口(即 TM 波入射)时, 开口环出现双谐振, 较低的谐振频率大约为封闭环的1/2; 相反, 当电场垂直于切口(即 TE 波入射)时, 开口环的频率响应与封闭环的很接近。

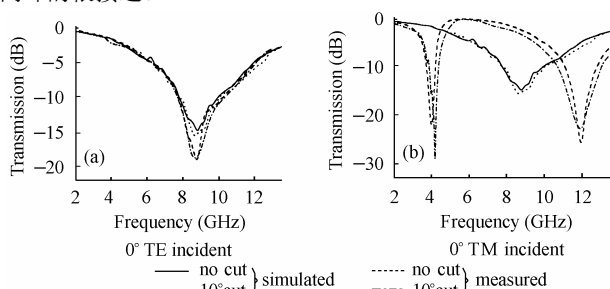


图3 垂直入射时封闭环与开口环的透射系数  
(a) TE 入射 (b) TM 入射  
Fig. 3 The transmission coefficient of the closed and cut loops at normal incidence  
(a) TE incident (b) TM incident

封闭环与开口环的上述差异可以用环上的电流分布来解释: 对于封闭环, 由于其对称性, 因而无论是 TE 波还是 TM 波入射, 它的频率响应基本不变。但是 1, 2 两点处的电流在不同极化时却有很大的差异, TE 波入射时, 1, 2 处是

电流零点, 所以在 1 处开口, 电流分布基本不变, 频率响应无很大改变; TM 波入射时, 1, 2 处的电流最大, 此时在 1 处开口, 电流分布发生改变, 1 处是电流零点, 而 2 处是电流最大点, 谐振长度近似变为原来的 2 倍, 所以谐振频率变为原来的 1/2。

由图4可以发现, 即使在 45°斜入射时, 开口环对 TE 波仍具有良好的低频工作特性。

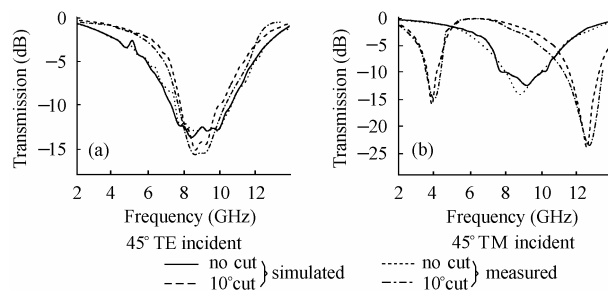


图4 45°斜入射时封闭环与开口环的透射系数  
(a) TE 入射 (b) TM 入射

Fig. 4 The transmission coefficient of the closed and cut loops at 45° incidence  
(a) TE incident (b) TM incident

图5显示出图2(b), 2(c)的透射特性。很明显开口越大, 等效谐振长度变小, 谐振频率变大。

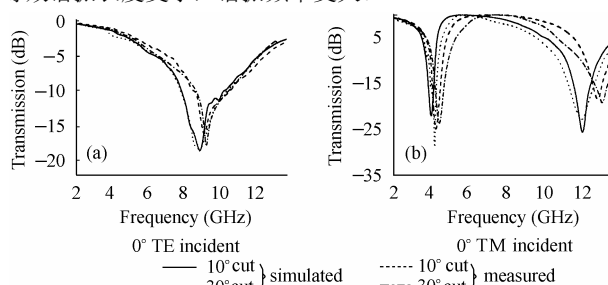


图5 垂直入射时 10°与 30°开口环的透射系数  
(a) TE 入射 (b) TM 入射

Fig. 5 The transmission coefficient of the 10° and 30° cut loops at normal incidence  
(a) TE incident (b) TM incident

#### 3.2 带缝的矩形单元的 FSS

图6为带缝的正方形金属贴片单元结构<sup>[3]</sup>, 同样FSS的布阵方式为正方形, 中心周期  $P = 10 \text{ mm}$ , 缝宽及金属窄带宽  $0.5 \text{ mm}$ 。

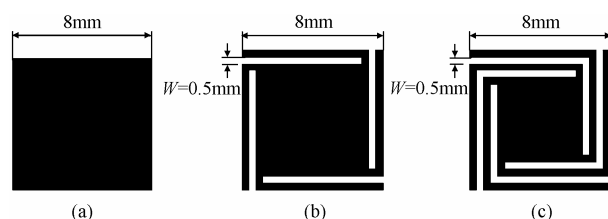


图6 矩形谐振单元的形状(单位: mm)  
(a) 无缝 (b) 直缝 (c) L 型缝

Fig. 6 The geometries of the rectangle resonant elements (unit: mm)  
(a) No splits (b) Vertical splits (c) L splits

图7为图6(b)和6(c)在垂直入射下的透射特性, 同时还给出图6(a)的透射特性作为比较; 图8为图6(b)在 45°斜入射时的透射。很明显, 图6(b), 图6(c)较图6(a)大幅降低谐

振频率, 其中图 6(c) 的最低。图 9 为在入射波(电场沿从下到上的方向)垂直入射下的单元贴片上的电流分布, 从图中可以解释谐振降低的原因: 由于缝的引入改变了原来矩形贴片上的电流分布, 使得电流沿着缝方向流动, 使得有效电流长度增加, 谐振频率因此降低。图 9(a), 图 9(b) 为 6.6GHz 下的电流分布, 图 9(c) 为 4GHz 下的分布。

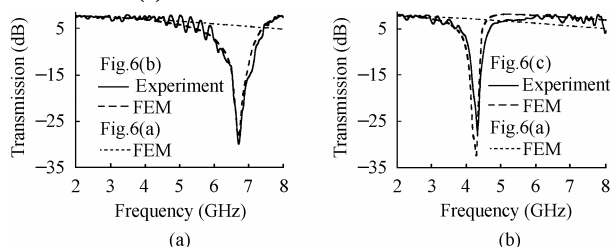


图 7 垂直入射下的透射特性

(a) 图 6(b) 与 6(a) 的比较 (b) 图 6(c) 与 6(a) 的比较

Fig.7 The transmission at normal incidence

(a) The comparison of Fig.6(b) and Fig.6(a)

(b) The comparison of Fig.6(c) and Fig.6(a)

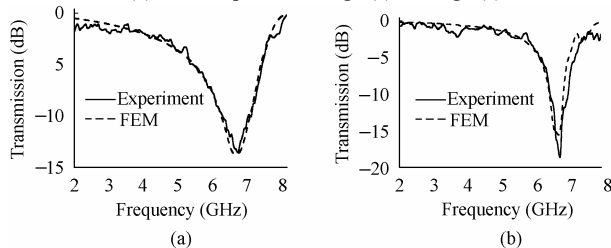


图 8 图 6(b) 在 45° 斜入射下的透射特性

(a) TE 波入射 (b) TM 波入射

Fig.8 The transmission of Fig.6(b) at 45° incidence

(a) TE incident (b) TM incident

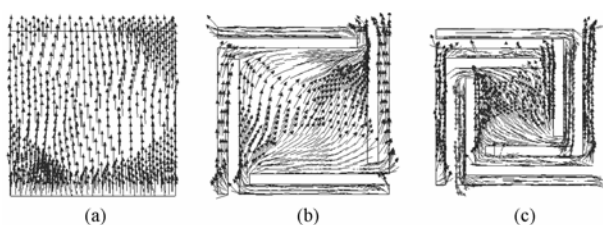


图 9 单元表面电流分布 (a) 无缝 (b) 直缝 (c) L 型缝

Fig.9 The current distributions on the elements' surfaces

(a) No splits (b) Vertical splits (c) L splits

### 3.3 开缝的 Bow-Tie 的贴片单元

图 10 所示的金属贴片单元布阵为正方形, 周期  $P=10\text{mm}$ , 缝宽  $0.5\text{mm}$ , 长  $8\text{mm}$ 。

图 11(a) 显示出它们的透射特性, 很明显当电场为水平方向(即图中从右向左)时, 谐振频率被很大地降低。图 11(b), 图 11(c) 显示出的电流分布解释了其原因: 由于开缝, 电流方向沿缝流动, 致使有效电长度增大, 谐振降低。

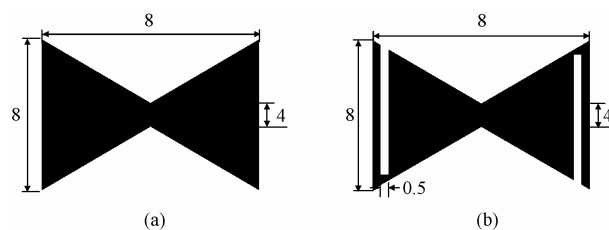


图 10 Bow-Tie 单元形状(单位: mm) (a) 无缝 (b) 有缝

Fig.10 The geometries of Bow-Tie elements (unit: mm)

(a) No splits (b) Vertical splits

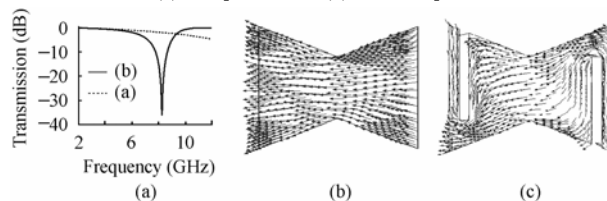


图 11 TE 波垂直入射时的透射和电流分布

(a) 透射特性 (b) 图 10(a) 的电流分布 (c) 图 10(b) 的电流分布

Fig.11 The transmission and the current distributions at TE normal incidence (a) The transmission (b) The current distribution of Fig.10(a) (c) The current distribution of Fig.10(b)

## 4 结束语

本文详细地分析了儿种新型紧凑的频率选择性表面的散射特性, 它们均通过在贴片的适当位置开缝来改变电流分布, 使得有效电长度增加, 谐振频率因此得到大幅降低; 同时周期尺寸保持不变, 结构比较紧凑。这些结论对 FSS 的设计具有重要的指导意义。

## 参考文献

- [1] Ben A Munk. Frequency Selective Surface Theory and Design. New York, Wiley: 2001 Chapter 1.
- [2] Bardi I, Remski R, Perry D, Cendes Z. Plane wave scattering from frequency selective surfaces by the finite element method. Compumagnetic Conference Proceedings, Evian France, 2001: 525-528.
- [3] Fan Yang, Yahya Rahmat-Samii. Reflection phase characterizations of the EBG ground plane for low profile wire antenna applications. *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, 2003, 51(10): 2691-2703.
- [4] 金建铭著, 王建国译, 葛德彪校. 电磁场有限元方法. 西安: 西安电子科技大学出版社, 1998 年 1 月, 第 2 章.

高强: 男, 1979 年生, 博士生, 研究方向为光子晶体天线、频率选择表面等。

闫敦豹: 男, 1976 年生, 博士生, 研究方向为光子晶体天线、AMC 结构及应用、宽带紧凑型微带天线等。

袁乃昌: 男, 1965 年生, 教授, 博士生导师, 中国电子学会高级会员, 研究领域为微波毫米波电路、相控阵天线、电磁散射与超宽带技术等。