

# 一种结构简单的二维左手材料设计及仿真研究

郭云胜<sup>†</sup> 张雪峰

(内蒙古科技大学应用物理系, 包头 014010)

(2010 年 2 月 4 日收到; 2010 年 7 月 13 日收到修改稿)

基于产生负介电常数的周期性金属线单元结构, 讨论了金属线长度和宽度的变化对负介电常数的影响. 在入射波的波矢  $\mathbf{k}$  方向上放置两个单元结构, 使两单元中的金属线响应入射波的磁场产生负磁导率, 就可得到一维左手材料. 若保持电边界条件的位置不变而调换波端口和磁边界条件位置, 即入射波的波矢  $\mathbf{k}$  转过  $90^\circ$  角, 两单元结构同样具有左手特性, 从而可实现二维左手材料.

**关键词:** 左手材料, 结构设计, 金属线, 二维

**PACC:** 4270Y, 7430G

## 1. 引 言

左手材料(LHM)是介电常数  $\epsilon$  和磁导率  $\mu$  在一定的电磁波频段内同时为负的一种人工周期性结构材料, 它可由非磁性的金属和电介质材料复合而成. 1968 年, 前苏联科学家 Veselago<sup>[1]</sup> 首次提出了 LHM, 并指出当电磁波在其间传播时可产生一系列奇特的现象, 如左手定则(电场强度  $\mathbf{E}$ 、磁场强度  $\mathbf{H}$  和波矢量  $\mathbf{k}$  满足左手关系)、后向波特性和负折射效应、反常 Doppler 效应和反常 Cherenkov 辐射效应等. 之后, 英国物理学家 Pendry 等<sup>[2,3]</sup> 用周期性排列的金属线得到了负介电常数, 用开口谐振环(SRR)得到了负磁导率. 2000 年, Smith 等<sup>[4]</sup> 在文献[2,3]的基础上, 将金属线和 SRR 合理布局, 第一次实现了 LHM. 由于 LHM 的奇异特性突破了传统介质的物理极限, 可以实现“完美透镜”<sup>[5]</sup> 和电磁隐身<sup>[6]</sup> 等, 使得对它结构方面的研究成为一个热点.

目前, LHM 的结构设计可分为两类. 一类是传输线型 LHM<sup>[7,8]</sup>, 另一类是粒子型 LHM<sup>[4,9,10]</sup>. 传输线型 LHM 是在沿电磁波的传播方向上构造出串联的电感和并联的电感后就可实现不同于传统材料的负介电常数和负磁导率. 粒子型 LHM 是通过两种不同的周期结构分别实现负介电常数和负磁导率, 或是基于同一种周期结构同时实现负介电常数和负磁导率<sup>[9,10]</sup>. 这两种 LHM 的产生机理都可用电路

理论进行分析. 文献[11,12]分别提出的网格型和渔网型的 LHM 的优点是能使电磁波垂直于基板平面入射, 缺点是容易导致屏蔽效应(screening effects)和较大的吸收损耗(absorption loss)<sup>[13]</sup>. 文献[14,15]提出的 LHM 结构新颖, 但是却比较复杂, 在实际加工制作过程中有一定的难度, 尤其是实现二维或三维的 LHM 时更是如此.

本文详细讨论了产生负介电常数的金属线阵列中每个单元结构的金属线长度和宽度的变化对负介电常数的影响. 然后在沿  $\mathbf{k}$  方向上增加一个单元结构, 使入射电磁波照射的厚度为两个单元, 此时两相邻单元中的金属线响应入射电磁波的磁场产生负磁导率, 由于单元结构本身可以实现负介电常数, 所以就得到了一维的左手材料. 进一步研究还发现, 当保持两个单元结构电边界条件的位置不变而调换波端口和磁边界条件位置, 即相当于入射电磁波的  $\mathbf{k}$  转过  $90^\circ$  角, 此时仍然可实现左手特性, 所以由靠紧的两个单元结构便可实现二维左手材料.

## 2. 一维左手材料单元结构的分析与设计

### 2.1. 负介电常数的实现

根据 Pendry 等<sup>[2]</sup> 的工作可知, 当入射电磁波的频率低于由其确定的等离子体频率  $\omega_p$  时, 周期性排

<sup>†</sup> E-mail: guoyunsheng03018@163.com

列的平行金属线阵列的等效介电常数  $\epsilon$  为负. 如果金属线不是无限长, 而是由很多段不相连的有限长金属线 (cut-wire) 组成, 则在金属线切口处引入一个电容  $C_e$ , 它和金属线自身的电感  $L_e$  产生电谐振, 使结构的等效介电常数在电谐振频率  $\omega_e$  与等离子体频率  $\omega_p$  之间为负值.

图 1 为本文利用高频电磁仿真软件 Ansoft HFSS10 建立的单元结构模型. 该单元是边长  $a = 5$  mm, 厚度  $h = 0.5$  mm 的长方体. 单元结构的六个面分别是理想电壁 (PEC) 对、理想磁壁 (PMC) 对和波端口 (wave port), 这样就可形成二端口矩形波导模型. 该模型能够对均匀平面波沿法向照射具有单元厚度的半无限大介质进行仿真, 将得到的  $S$  参数反演为单元结构的等效介电常数和等效磁导率<sup>[16-18]</sup>, 进而判断它的左手特性. 为了验证上述方法的正确性, 我们首先对矩形波导中填充介电常数为 4.4、磁导率为 1 的环氧树脂玻璃 (FR4) 仿真, 得到的等效介电常数和等效磁导率如图 2 所示. 从图 2 的结果可知, 上述的反演方法是完全正确的, 从而为下一步的设计提供了保证.

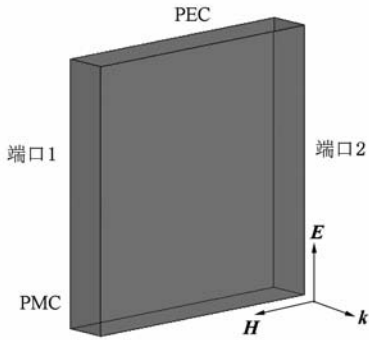


图 1 二端口矩形波导模型

如果在上述 FR4 介质填充的单元结构内部引入金属铜线, 铜线的尺寸及放置方式如图 3 所示, 其中铜线的长度为  $l$ , 宽度为  $w$ , 厚度为 0.01 mm (图中未画出), 铜线的长边  $l$  平行于入射电磁波的电场  $E$ , 宽边  $w$  平行于入射电磁波的磁场  $H$ , 根据文献 [2] 中的理论, 此时单元结构具有负介电常数.

当金属线长度  $l$  和宽度  $w$  取不同值时单元结构的等效介电常数和等效磁导率如图 4 所示. 图 4(a) 和 (b) 分别为金属线的长度  $l = 4.4$  mm, 宽度  $w = 0.2, 0.5, 0.8$  mm 时单元结构的等效介电常数和等效磁导率; 图 4(c) 和 (d) 分别为金属线的宽度  $w = 0.5$  mm, 长度  $l = 4.0, 4.4, 4.8$  mm 时单元结构的等

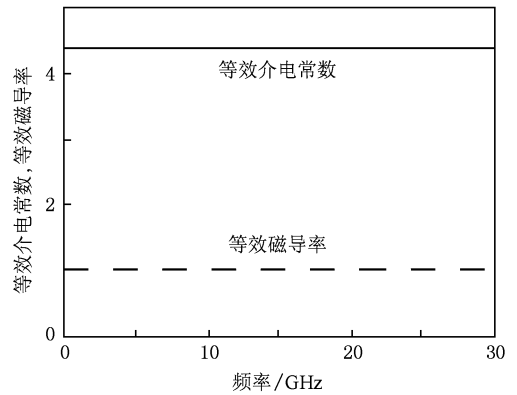


图 2 填充 FR4 介质的二端口矩形波导模型的等效介电常数和等效磁导率

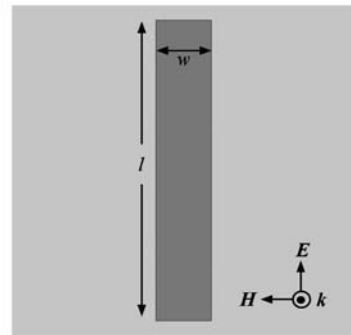


图 3 单元结构中金属铜线的尺寸及放置方式

效介电常数和等效磁导率. 图 4(a) 和 (c) 表明, 金属线宽度  $w$  的变化对电谐振频率  $\omega_e$  的影响没有金属线长度  $l$  的变化对电谐振频率  $\omega_e$  的影响显著. 这可由下列电谐振频率  $\omega_e$ 、电容  $C_e$  和电感  $L_e$  的关系式<sup>[19]</sup> 近似说明:

$$\omega_e = 1 / \sqrt{L_e C_e}, \quad (1)$$

$$C_e = \frac{\pi \epsilon w}{\ln(b/t)}, \quad (2)$$

$$L_e = \frac{\mu \ln l}{\pi w}. \quad (3)$$

这里  $b$  为沿电场  $E$  方向上相邻结构单元间金属线的间距, 与金属线的长度  $l$  有关,  $b = a - l$ . 当金属线的宽度  $w$  不变, 长度  $l$  变大时, 电容  $C_e$  和电感  $L_e$  同时增大, 故电谐振频率  $\omega_e$  变小; 当金属线的长度  $l$  不变, 宽度  $w$  变大时, 电容  $C_e$  变大, 电感  $L_e$  减小, 故电谐振频率  $\omega_e$  的变化不是十分明显. 图 4(b) 和 (d) 表明, 当电磁波照射具有一个单元厚度的平面周期结构时, 无论单元结构中的金属线的尺寸怎样变化, 等效磁导率在整个频段上都为正值, 尽管磁

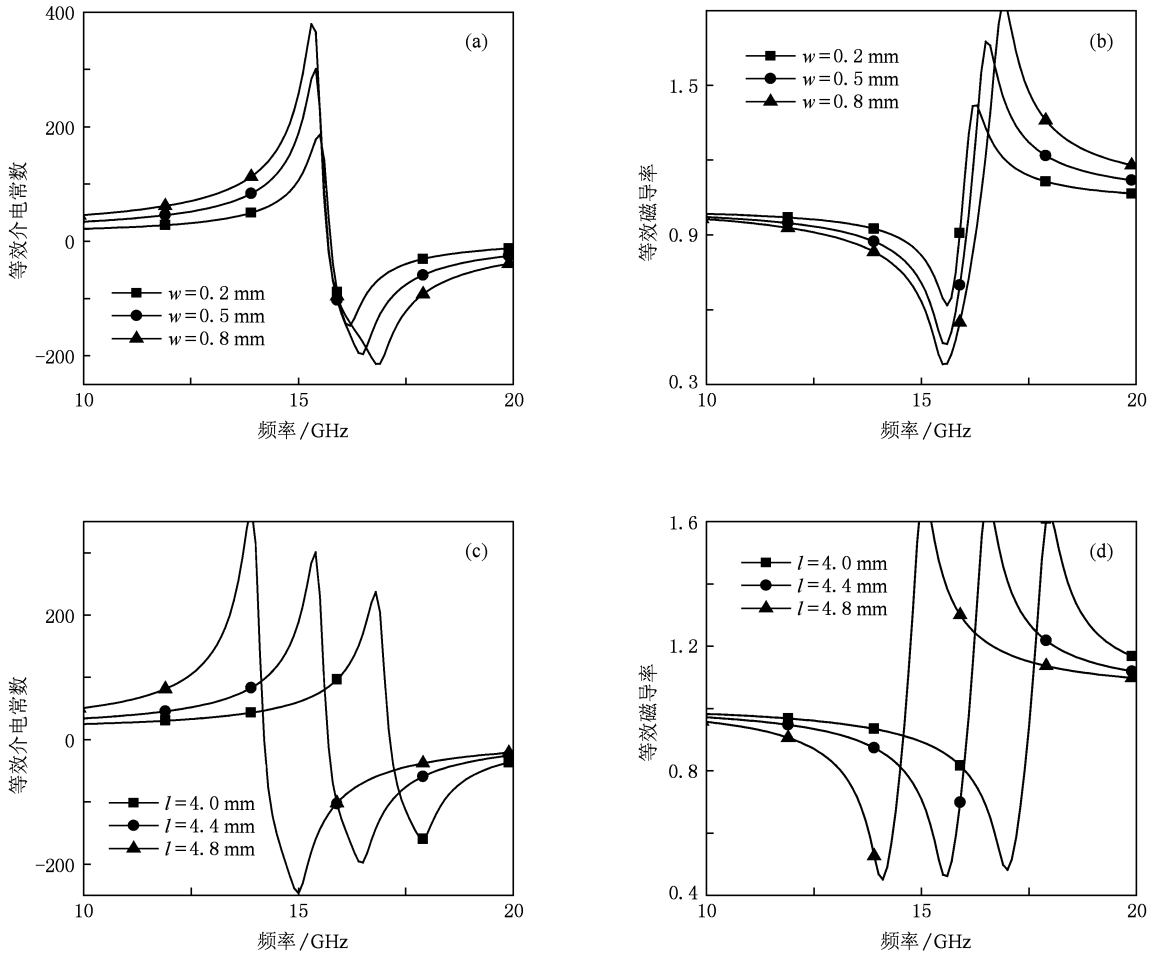


图4 单元结构的等效介电常数和等效磁导率 (a)金属线的长度 $l=4.4$  mm,宽度 $w=0.2,0.5,0.8$  mm时单元结构的等效介电常数;(b)金属线的长度 $l=4.4$  mm,宽度 $w=0.2,0.5,0.8$  mm时单元结构的等效磁导率;(c)金属线的宽度 $w=0.5$  mm,长度 $l=4.0,4.4,4.8$  mm时单元结构的等效介电常数;(d)金属线的宽度 $w=0.5$  mm,长度 $l=4.0,4.4,4.8$  mm时单元结构的等效磁导率

导率出现了反谐振特性,但始终不能产生负值,这可由文献[18]解释. 通过以上分析可知,采用金属线的长度 $l$ 可以实现对电谐振频率 $\omega_e$ 及负介电常数频段的控制.

### 2.2. 负磁导率及一维左手材料的实现

以上讨论的是在波矢 $k$ 的方向上只有一个单元结构时的情况. 若在波矢 $k$ 的方向上放置两个单元结构(如图5所示),此时两单元结构的等效介电常数和等效磁导率如图6所示,图6与图4中的金属线参数的变化是一致的. 比较图6与图4可以发现,最大的不同是图6(b)和(d)中的磁导率出现了负值. 如果负磁导率与负介电常数在某一频段重合,则在该频段就可实现左手特性. 负磁导率是由 $k$ 方向上的两个相邻单元结构的金属线间的电容 $C_m$ 和

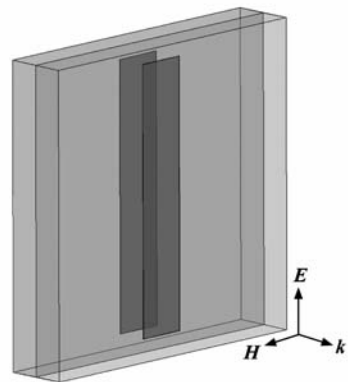


图5 由两个单元构成的平面周期结构

金属线的电感 $L_m$ 响应入射电磁波的磁场而产生的,其磁谐振频率 $\omega_m$ 、电容 $C_m$ 和电感 $L_m$ 的关系<sup>[19]</sup>分

别为

$$\omega_m = 1/\sqrt{L_m C_m}, \quad (4)$$

$$C_m = \frac{\varepsilon w l'}{h}, \quad (5)$$

$$L_m = \frac{\mu h l}{w}, \quad (6)$$

式中  $0.2l \leq l' \leq 0.3l$ . 从图 6 可知, 金属线长度  $l$  的

变化比宽度  $w$  的变化对磁谐振频率  $\omega_m$  的影响大, 这一点也可以由(4)–(6)式进行说明. 电谐振频率  $\omega_e$  的变化关系与以上所述一致. 从图 6 还可以看出, 由图 5 所示的两个单元结构为平面周期结构构成左手材料时, 负介电常数的频段较宽, 而负磁导率的频段较窄, 最终得到的各种结构参数对应的左手频段列于表 1.

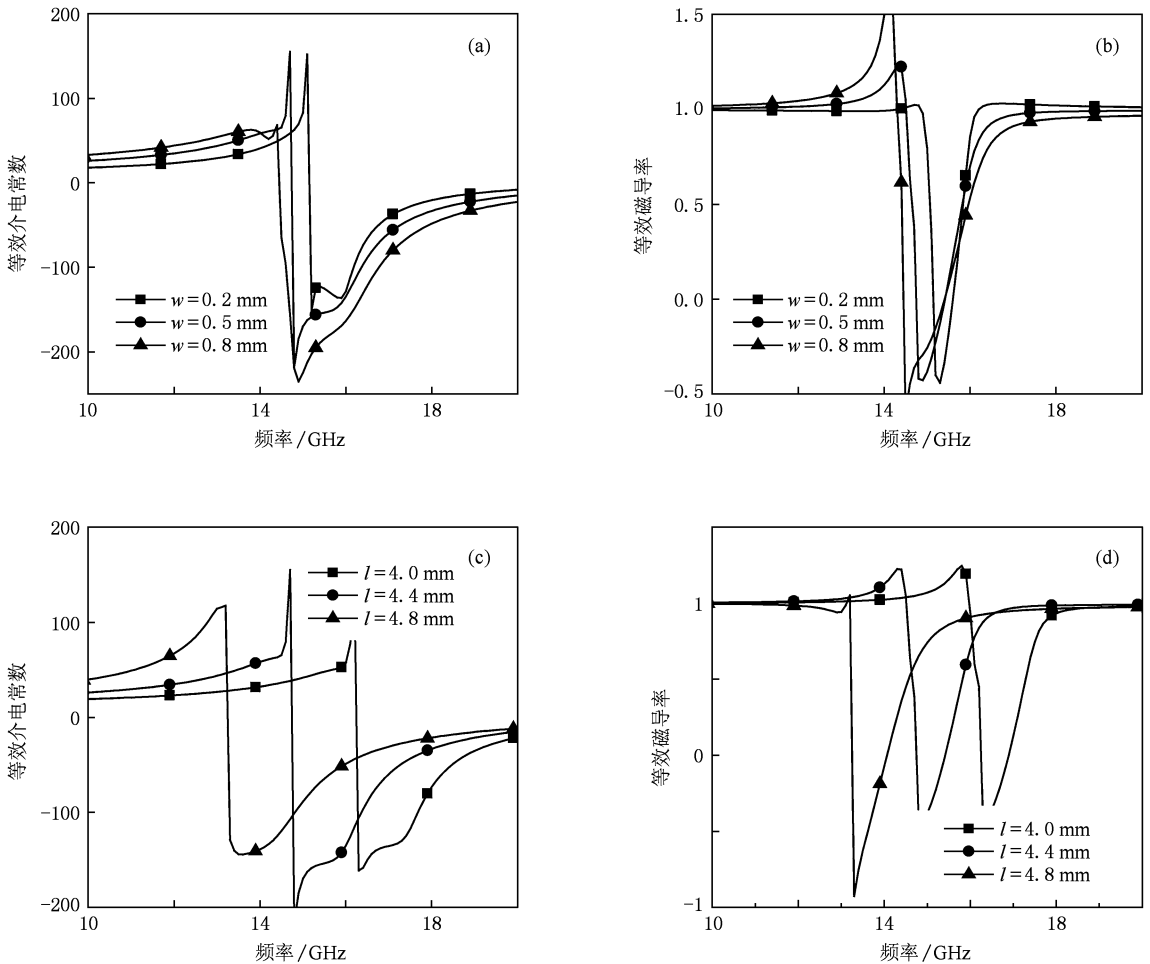


图 6 两个单元结构的等效介电常数和等效磁导率 (a) 金属线的长度  $l=4.4$  mm, 宽度  $w=0.2, 0.5, 0.8$  mm 时两单元结构的等效介电常数; (b) 金属线的长度  $l=4.4$  mm, 宽度  $w=0.2, 0.5, 0.8$  mm 时两单元结构的等效磁导率; (c) 金属线的宽度  $w=0.5$  mm, 长度  $l=4.0, 4.4, 4.8$  mm 时两单元结构的等效介电常数; (d) 金属线的宽度  $w=0.5$  mm, 长度  $l=4.0, 4.4, 4.8$  mm 时两单元结构的等效磁导率

表 1 金属线的不同结构参数对应的左手频段

|                    |           |           |           |           |           |
|--------------------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|
| 金属线长 $l/\text{mm}$ | 4.0       | 4.4       | 4.4       | 4.4       | 4.8       |
| 金属线宽 $w/\text{mm}$ | 0.5       | 0.2       | 0.5       | 0.8       | 0.5       |
| 左手频段/GHz           | 16.3—16.8 | 15.2—15.6 | 14.8—15.4 | 14.5—15.4 | 13.3—13.9 |

从表 1 可知: 随着金属线宽度  $w$  的增加, 左手频段向低频方向移动, 而带宽逐渐增大; 随着金属

线长度  $l$  的增大, 左手频段向低频方向移动的幅度较大, 但是带宽却基本不变.

### 3. 二维左手材料单元结构的分析与设计

当保持图 5 中两个单元结构的 PEC 位置不变, 调换波端口和 PMC 的位置, 即相当于入射电磁波的波矢  $k$  转过  $90^\circ$  角时仍具有左手特性, 这样就可由靠紧的两个单元结构得到二维左手材料. 此

时, 单元结构的厚度为 5 mm, 横向间距为 0.5 mm, 产生的等效介电常数和等效磁导率如图 7 所示. 从图 7(a) 和 (c) 可知电谐振频率  $\omega_e$  和等离子体谐振频率  $\omega_p$  都向低频方向移动, 使负介电常数频段变窄, 这是由单元结构的厚度增加引起的. 同时, 单元结构的横向间距比较小, 图 7(b) 和 (d) 中所示的负磁导率频段变宽了, 最终实现的左手频段列于表 2.

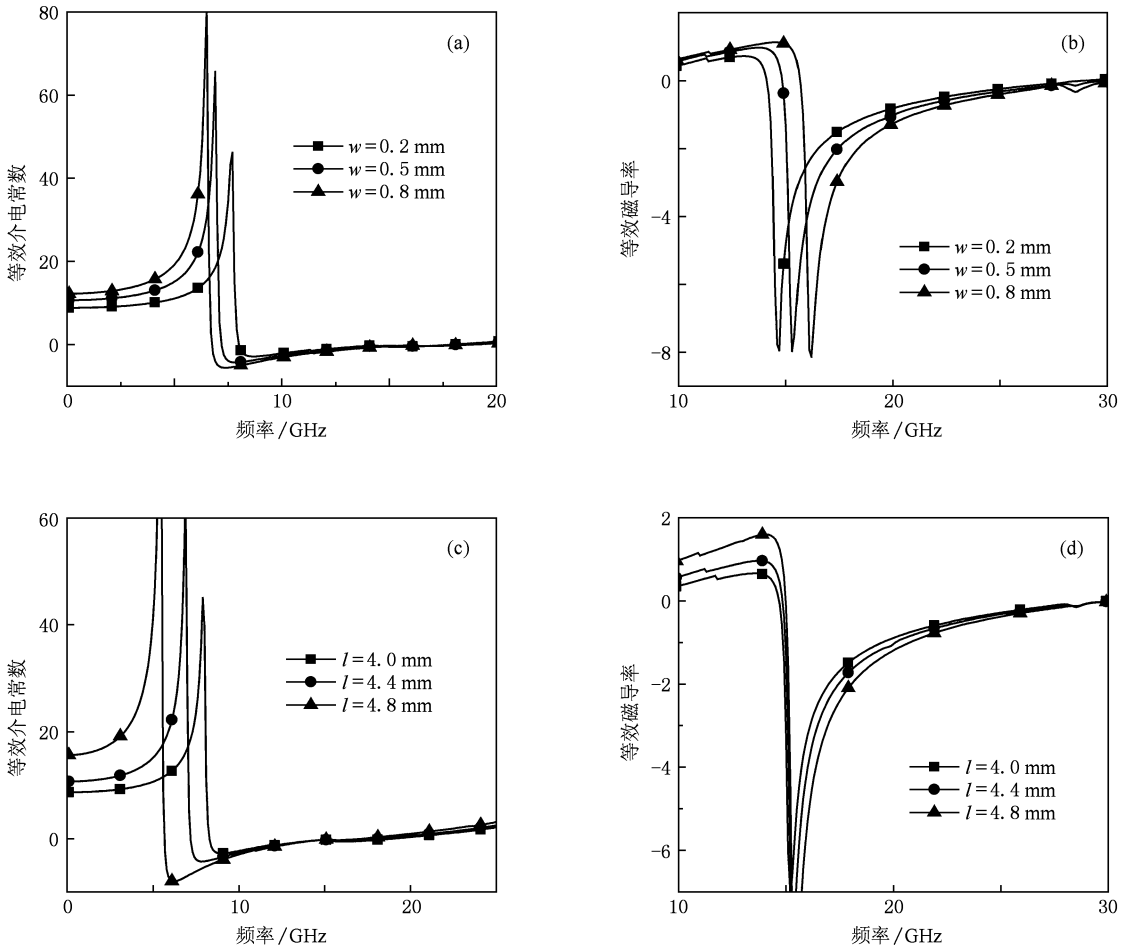


图 7 波矢  $k$  转过  $90^\circ$  角时两个单元结构的等效介电常数和等效磁导率 (a) 金属线的长度  $l=4.4$  mm, 宽度  $w=0.2, 0.5, 0.8$  mm 时两单元结构的等效介电常数; (b) 金属线的长度  $l=4.4$  mm, 宽度  $w=0.2, 0.5, 0.8$  mm 时两单元结构的等效磁导率; (c) 金属线的宽度  $w=0.5$  mm, 长度  $l=4.0, 4.4, 4.8$  mm 时两单元结构的等效介电常数; (d) 金属线的宽度  $w=0.5$  mm, 长度  $l=4.0, 4.4, 4.8$  mm 时两单元结构的等效磁导率

表 2 波矢  $k$  转过  $90^\circ$  角时金属线的不同结构参数对应的左手频段

|              |         |           |           |           |         |
|--------------|---------|-----------|-----------|-----------|---------|
| 金属线长 $l$ /mm | 4.0     | 4.4       | 4.4       | 4.4       | 4.8     |
| 金属线宽 $w$ /mm | 0.5     | 0.2       | 0.5       | 0.8       | 0.5     |
| 左手频段/GHz     | 14.7—19 | 14.2—17.8 | 14.9—18.1 | 15.7—18.7 | 15—17.1 |

从表 2 可知: 随着金属线宽度  $w$  的增加, 左手频段向高频方向移动, 而带宽逐渐减小; 随着金属

线长度  $l$  的增大, 左手频段的低频点基本保持不变, 而带宽却逐渐变小.

比较表 1 和表 2 可以发现,除了结构参数  $l = 4.4 \text{ mm}$ ,  $w = 0.8 \text{ mm}$  和  $l = 4.8 \text{ mm}$ ,  $w = 0.5 \text{ mm}$  外,其他参数对应的左手频段都有重合的部分,即在这一频段上所设计的左手材料是二维的。

除了金属线的结构参数外,单元结构的厚度及横向间距都是可调的,这些都会影响到左手频段的范围.在实际应用中,可以事先根据需要的左手频段范围,对各项参数进行调整,最终得到所需的二维左手材料.

## 4. 结 论

本文用靠紧的两个金属线单元结构作为实现二维左手材料的周期性单元,具有结构简单、便于加工制造等特点.详细讨论了金属线长度和宽度的变化对负介电常数、负磁导率及左手频段的影响.改变金属线的结构参数能够实现左手材料工作频段的平移,这进一步拓宽了左手材料的应用范围.

- 
- [1] Veselago V G 1968 *Sov. Phys. Usp.* **10** 509
- [2] Pendry J B, Holden A J, Stewart W J, Youngs I 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 4773
- [3] Pendry J B, Holden A J, Robbins D J, Stewart W J 1999 *IEEE Trans. Microwave Theor. Techn.* **47** 2075
- [4] Smith D R, Padilla W J, Vier D C, Nemat-Nasser S C, Schultz S 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 4184
- [5] Pendry J B 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 3966
- [6] Schurig D, Mock J J, Justice B J, Cummer S A, Pendry J B, Starr A F, Smith D R 2006 *Science* **314** 977
- [7] Meng F Y, Wu Q, Wu J 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 2194 (in Chinese) [孟繁义、吴群、吴健 2006 物理学报 **55** 2194]
- [8] Li H Y, Zhang Y W, Wang P C, Li G Q 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 6480 (in Chinese) [李海洋、张治文、王蓬春、李贵泉 2007 物理学报 **56** 6480]
- [9] Liu Y H, Luo C R, Zhao X P 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 5883 (in Chinese) [刘亚红、罗春荣、赵晓鹏 2007 物理学报 **56** 5883]
- [10] Yang Y M, Qu S B, Wang J F, Xu Z 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 1031 (in Chinese) [杨一鸣、屈绍波、王甲富、徐卓 2009 物理学报 **58** 1031]
- [11] Zhou J F, Zhang L, Tuttle G, Koschny T, Soukoulis C M 2006 *Phys. Rev. B* **73** 041101
- [12] Alici K B, Ozbay E 2008 *Photon. Nanostruct. : Fundam. Appl.* **6** 102
- [13] Kante B, Lustrac A D, Lourtioz J M 2009 *Photon. Nanostruct. : Fundam. Appl.* **8** 174
- [14] Simovski C R 2008 *Metamaterials* **2** 169
- [15] Isik O, Esselle K P 2009 *Metamaterials* **3** 33
- [16] Smith D R, Vier D C, Koschny T, Soukoulis C M 2005 *Phys. Rev. E* **71** 036617
- [17] Ziolkowski R W 2003 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **51** 1516
- [18] Koschny T, Markos P, Smith D R, Soukoulis C M 2003 *Phys. Rev. E* **68** 065602
- [19] Zhou J F, Economon E N, Koschny T, Soukoulis C M 2006 *Opt. Lett.* **31** 3620

# Design and simulation of a simple two-dimensional left-handed metamaterials

Guo Yun-Sheng<sup>†</sup> Zhang Xue-Feng

(*Department of Applied Physics, Inner Mongolia University of Science and Technology, Baotou 014010, China*)

(Received 4 February 2010; revised manuscript received 13 July 2010)

## Abstract

Negative permittivity can be realized from the periodic unit cells of the metallic bar structure, and the effects of the length and the width of the metallic bar on negative permittivity is discussed. Through arraying two unit cells along the direction of the wave vector  $\mathbf{k}$ , the negative permeability can be achieved from a strong resonance response of the two metallic bars to external magnetic field, so a one-dimensional left-handed metamaterials is obtained. The left-handed properties can also be obtained if magnetic boundary conditions of the two unit cells are interchanged with those of wave ports, but electrical boundary conditions are unchanged, i. e. , the wave vector  $\mathbf{k}$  rotates by  $90^\circ$ . So a two-dimensional left-handed metamaterials is achieved.

**Keywords:** left-handed metamaterials, structural design, metallic bar, two dimensions

**PACC:** 4270Y, 7430G

---

<sup>†</sup> E-mail: guoyunsheng03018@163.com