

十字环型左手材料单元结构设计与仿真*

杨晨[†] 张洪欣 王海侠 徐楠 许媛媛 黄丽玉 张可欣

(北京邮电大学电子工程学院, 安全生产智能监控北京市重点实验室, 北京 100876)

(2011年10月29日收到; 2012年1月17日收到修改稿)

提出了一种新型十字环型左手材料结构单元. 该结构只需在介质板单侧蚀刻, 即可在二维方向上产生等效负介电常数和等效负磁导率. 通过理论分析, 提出场-路结合的等效源分析法以计算等效介电常数、磁导率, 并据此对十字环型结构单元的左手特性激发机理进行了论证. 后采用 Nicolson-Ross-Weir 等效参数法提取了十字环型单元阵列的相对介电常数和相对磁导率, 并通过棱镜实验对材料的负折射特性进行了验证. 实验表明, 该左手材料在 6.8—6.9 GHz 频段具有二维入射左手特性. 此种左手材料制作工艺相对简单, 为左手材料在微波器件领域的应用提供了一种较为实用的设计方案.

关键词: 左手材料, 二维, 十字环

PACS: 41.20.Jb, 78.20.Ci, 42.25.Bs

1 引言

1968年前苏联科学家 Veselago^[1] 首次提出左手材料思想. 他指出当电磁波折射率为负值时, 波矢量方向与能量传播方向相反, \mathbf{E} , \mathbf{H} 和 \mathbf{k} 之间满足左手规则, 这与电磁波在常规介质中传播的性质相反. 但由于条件所限, 近 30 年来这一设想一直没有得到实验证实, 因此并未引起学术界广泛关注. 1996—1999 年间, 英国物理学家 Pendry 等^[2-4] 先后设计并提出由周期性排列的细金属棒阵列 (rod) 和金属谐振环 (SRR) 组成的人工媒质, 分别得到了微波段负介电常数与负磁导率的特异性材料. 2001 年, Shelby 等^[5] 将开口谐振环、金属丝组合结构垂直交叉放置, 制作了二维左手材料, 并通过负折射实验进行了验证. 此后, 左手材料研究迅速升温, 俨然成为科学界的研究热点之一, 各种新型左手材料结构不断被提出. 对称环结构、 Ω 形结构、双 S 形结构、工字形结构^[6-9] 等左手材料单元先后问世, 分别在一定程度上克服了 SRR 结构复杂、损耗过高、带宽狭窄等缺陷.

依据电磁学划分, 左手材料是一类人工复合媒

质材料, 一般通过等效方式来获得负介电常数与负磁导率. 目前已知的左手材料中, 大部分的实现原理都基本相同, 主要依靠金属结构构成电等离子体, 从而在指定频段形成等效负介电常数; 同时令金属结构在外磁场作用下形成磁偶极子, 通过磁偶极矩对外磁场造成影响, 实现等效负磁导率. 但是已经提出的左手材料单元结构或多或少存在工艺复杂、仅能在一维方向上产生左手特性等问题, 限制着该类材料的推广与应用.

本文提出的左手材料单元具有结构一体化、二维同性等特点, 将电谐振和磁谐振集成于二维对称的单一结构, 因此可以实现二维左手特性并有效降低工艺成本. 本文对该结构进行了场-路理论分析, 利用等效源法推导出负介电常数和负磁导率的成因, 进一步阐明该结构左手特性的产生机理. 利用三维电磁仿真软件 CST microwave studio 对该结构进行了仿真模拟, 在传导实验中的, 通过 Nicolson-Ross-Weir (NRW) 方法^[10] 提取出其等效介电常数和等效磁导率. 在棱镜实验中, 通过对比仿真结果验证了该材料单元的负折射特性. 从实验结果中可以看到, 在 6.8—6.9 GHz 频段该结构等效介电常数与等效磁导率同时为负, 且折射率为负,

* 国家自然科学基金 (批准号: 60871081, 61072136) 和北京市自然科学基金 (批准号: 4112039) 资助的课题.

[†] E-mail: yuanchouyc@gmail.com

表现出典型的左手特征.

2 十字环型左手材料结构单元设计

本文提出的左手材料单元为十字环型结构,如图 1(a) 所示. 该单元由四个对称摆放的金属开口环组成, 金属环豁口宽度 $k = 0.2 \text{ mm}$, 环宽 $d = 2.4 \text{ mm}$, 环高 $h = 1.2 \text{ mm}$ (均为包含金属线宽后参数), 所有金属线宽度 $w = 0.2 \text{ mm}$, 厚度 $h = 0.05 \text{ mm}$. 介质基板宽度 G 和高度 H 均为 4.5 mm , 材料厚度 $T = 0.5 \text{ mm}$, 其相对介电常数 $\epsilon_r = 9.8$, 相对磁导率 $\mu = 1.0$. 可以看出, 该结构单元关于 Z 轴中心对称, 当 TEM 波平行于 XOY 平面入射, 极化磁场沿 Z 轴方向时, 其沿 X 轴和 Y 轴方向的极化电场分量会获得相同的电响应. 根据矢量叠加原理, 对于 XOY 平面内任意方向极化的电场, 均可以分解为介质基板平面内两个垂直方向矢量的叠加, 因此该材料具有二维特性.

将该单元沿 X, Y, Z 方向周期性扩展排布, 即可获得该左手材料阵列, 如图 1(b) 所示. Z 方向前后板间距不同会对单元之间磁耦合作用和等效电偶极子密度产生影响, 从而导致左手频带的偏移. 在仿真实验中选取前后材料板中心间隔 $D = 2 \text{ mm}$.

3 十字环型左手材料单元理论模型及分析

3.1 等效负介电常数产生机理

十字环型结构材料的左手频带出现于 C 波段, 其单元尺寸为 $4.5 \text{ mm} \times 4.5 \text{ mm} \times 0.5 \text{ mm}$, 小于该频

段电磁波长 λ 的 $1/6$, 因此对这单一结构单元可以使用静态场的方法对其电场和磁场分布情况进行分析. 同时, 由于该结构单元尺寸微小, 金属线自身电阻引起的损耗微乎其微, 能量主要集中在金属线分布式电感和耦合电容组成的谐振电路上. 因此在理论分析中, 可将金属线视为理想导体, 仅对分布式电感和耦合电容进行讨论分析.

根据传统电磁场理论, 介质的介电常数主要描述介质本身阻碍外界电场在其内部引起的电场变化能力的强弱. 由均匀介质中的本构关系, 有

$$\epsilon_r = 1 + \frac{P}{\epsilon_0 E_0} = 1 + \frac{1}{\epsilon_0 E_0} \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\sum p_e}{\Delta V}, \quad (1)$$

其中 P 为极化强度, p_e 为分子电偶极矩, ϵ_r 为介质的相对介电常数, ϵ_0 为真空介电常数, E_0 为入射电场强度, ΔV 为分子电偶极矩平均占用空间. 依据文献 [11] 中相关论述可知, 介质在外部电场作用下会产生极化场强, 但在左手材料单元阵列中, 感应电荷集中在金属结构表面, 并且在交变电场作用下形成电流. 由于单元结构长度小于 $\lambda/6$, 可以认为感应电荷是近似均匀地分布在金属结构及周围空间中, 因此通过计算外部电场作用下的每一个单元结构中的电偶极矩, 就可以得到空间中平均电偶极矩密度, 进而建立阵列结构的等效介电常数模型.

参考文献 [12] 中的等效电路, 对结构单元进行分析, 可以得到如图 2 (a) 所示的等效电路图. 其中 L 表示各金属线上的分布式电感, C_b 表示豁口处等效电容, C_p 表示上下单元结构间耦合电容. TEM 波沿 X 轴入射时, 其极化电场沿 Y 轴方向, 此时十字环型单元可视为位于匀强时变电场中, 在 A, B 两点间的等效电压源电压为

$$U = E_0 (d + 2h - 2w). \quad (2)$$

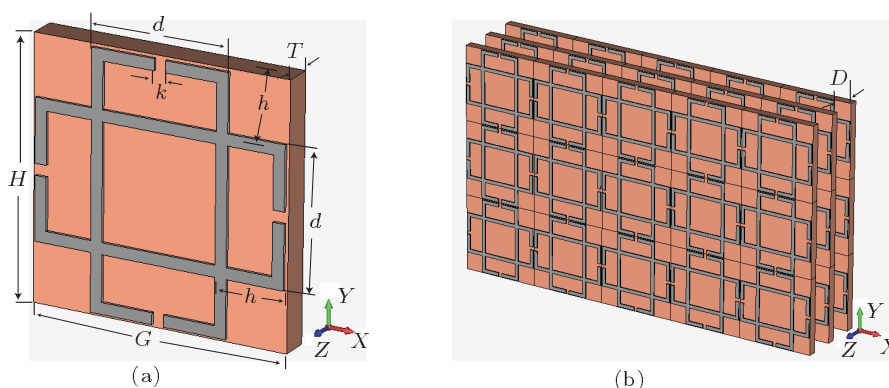


图 1 左手材料结构图 (a) 十字环型单元结构; (b) 十字环型单元阵列结构

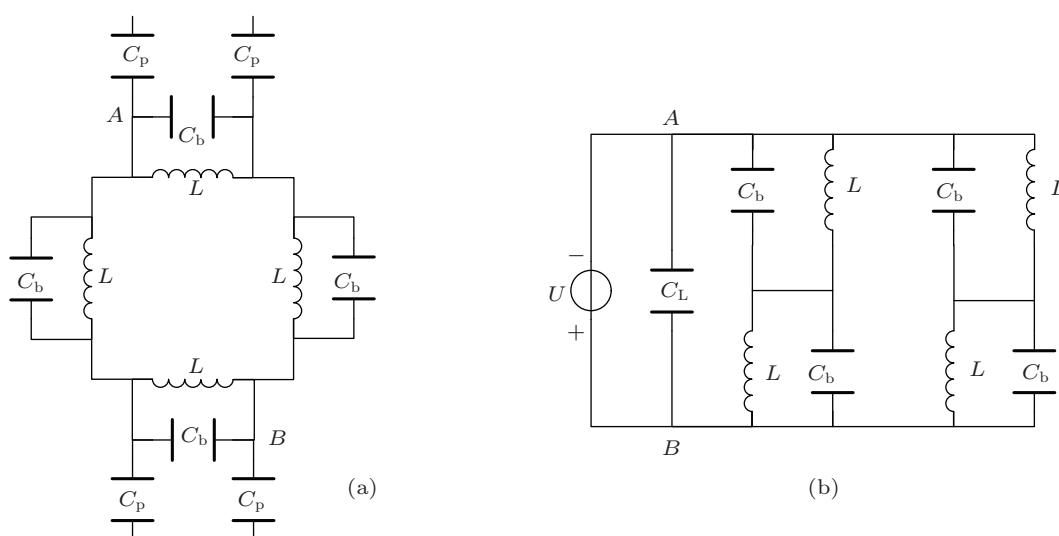


图2 电谐振结构等效电路 (a) 单元结构电谐振等效电路模型; (b) 交变电场中电谐振等效模型

由于单元结构二维对称且呈周期排布, Y 方向上结构单元与上下两环之间的 4 个耦合电容 C_p 可视为在 A, B 点间并联一个等效电容 C_L , 且 $C_L = 2C_p$. 同时由于各环间分布电感和等效电容可取得相同的等效参数, 因此可得如图 2(b) 所示的等效电路图. 根据串并联关系, 计算出该等效模型总阻抗为

$$Z = \frac{1}{\frac{1}{j\omega L} + j\omega(C_b + C_L)}, \quad (3)$$

因此流过该结构单元总电流为

$$I = \frac{U}{Z}. \quad (4)$$

同时, 根据电流定义有

$$I = \frac{\partial Q}{\partial t} = j\omega Q, \quad (5)$$

其中, Q 为单元结构的电荷量, 因此每片单元结构两端电偶极矩为

$$p_e = Q(d + 2h - 2w). \quad (6)$$

把 (2)—(5) 式带入 (6) 式有

$$p_e = E_0(d + 2h - 2w)^2 \left[(C_b + C_L) - \frac{1}{\omega^2 L} \right]. \quad (7)$$

通过 (7) 式即可求得单片单元结构在外部电场下产生的等效电偶极矩. 同时, 每片十字环型材料单元的体积为

$$\Delta V = G \cdot H \cdot D. \quad (8)$$

将 (7), (8) 式代入 (1) 式, 同时考虑极化方向得

$$\begin{aligned} \epsilon_{\text{eff}} &= 1 + \frac{1}{\epsilon_0 E_0} \frac{p_e}{\Delta V} \\ &= 1 - \frac{(d + 2h - 2w)^2 \left[(C_b + C_L) - \frac{1}{\omega^2 L} \right]}{\epsilon_0 (G \cdot H \cdot D)}. \end{aligned} \quad (9)$$

因此, 电等离子频率为

$$\omega_{\text{ep}} = \sqrt{\frac{1}{L} \left[\frac{\epsilon_0 (G \cdot H \cdot D)}{(d + 2h - 2w)^2} + (C_b + C_L) \right]^{-1}}. \quad (10)$$

当 $\omega < \omega_{\text{ep}}$ 时, 有 $\epsilon_{\text{eff}} < 0$. 需要注意 (3)—(9) 式中的等效电容 C_b, C_L 和金属线分布式电感 L 也都是关于频率 ω 的函数, 在不同频率的电磁波激励下, 等效电容 C_b, C_L 和分布式电感 L 均会发生改变, 因此并不能保证介电常数随频率变化的单调性, 可能存在一个或多个负介电常数的频段.

3.2 等效负磁导率的产生机理

将材料单元扩展为周期型阵列, 如图 1(b) 所示, 则每两个十字环单元结构之间可视为一个经典对称环结构, 分离出的磁谐振单元如图 3(a) 所示.

参考文献 [13] 的相关论述, 在高频电磁场作用下, 金属线呈感性, 可视为电感 L_1 , 上下两金属环之间存在等效电容 C_p . 同时在多种合成磁场的作用下, 金属环上会产生感生电流, 可视为一个电流源, 因此单一磁谐振结构可构成如图 3(b) 所示等效电路.

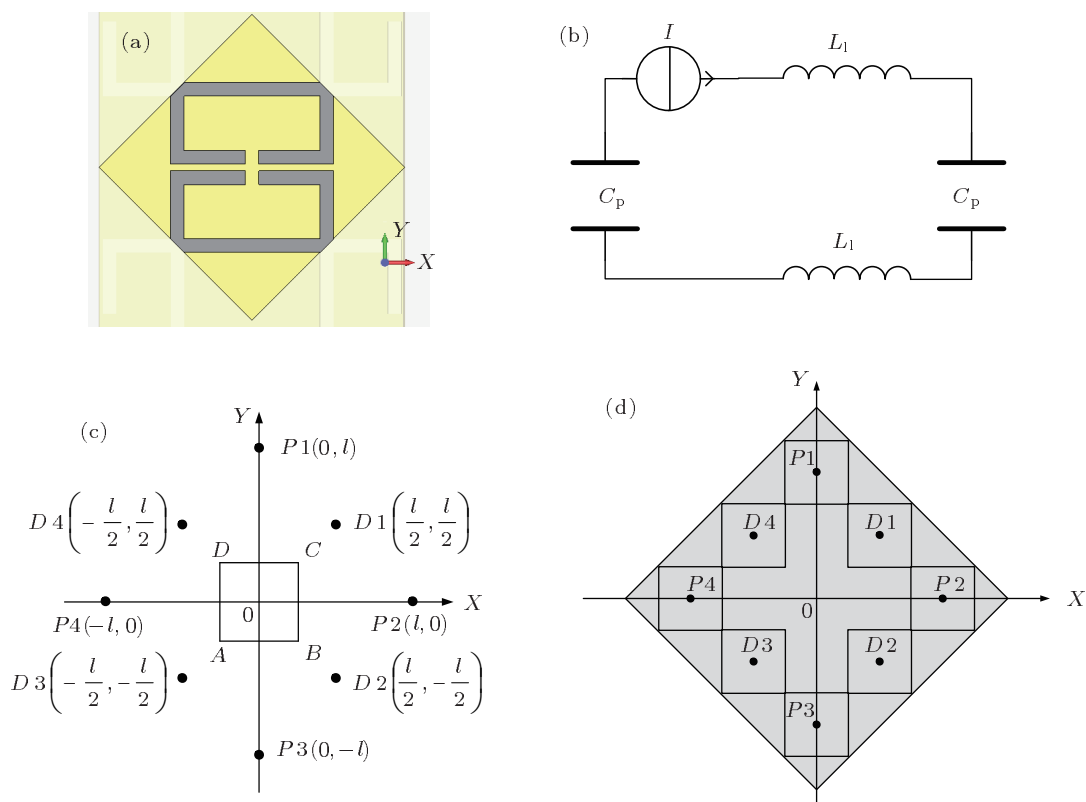


图3 磁谐振结构及等效电路 (a) 磁谐振单元结构; (b) 单环磁谐振等效电路图; (c) 磁谐振单元及周围一阶耦合单元分布; (d) 根据对称性取得耦合磁谐振积分区域

当 TEM 波沿 X 正向入射时, 磁谐振单元附近的磁场主要由以下三部分构成: 入射波激励磁场、磁谐振单元内金属结构产生的磁场以及周围单元产生的耦合磁场. 由于平面上磁偶极子引起的磁场强度随着距离的提升严重衰减, 因此在计算周围单元产生耦合磁场时只需考虑对其影响最大的一阶磁谐振单元的作用.

任一个磁谐振单元结构 R 均包含一个金属环 S_R . 金属环 S_R 内部磁场除受外磁场影响, 还受周围一阶磁谐振单元产生的耦合磁场影响, 其内部磁通应为外磁场产生磁通与耦合磁场产生磁通之和. 对于单一磁谐振结构单元而言, 相邻的一阶磁谐振单元可分为中心点距 l 的正对耦合单元 P , 以及中心点距 $\frac{\sqrt{2}}{2}l$ 的斜对耦合单元 D , 由于距离和方向的差别, 它们之上的金属环 S_P 和 S_D 会与对磁谐振结构产生不同的影响, 因此需要分别进行讨论, 分布如图 3(c) 所示.

在交变磁场的作用下, 金属环会产生感生电动势, 在表面形成感生电流, 而电流的大小则由总磁通与 LC 回路阻抗决定. 为了简化, 在负磁导率的推导过程中忽略金属线宽度, 同时定义 a 为金属环长, l 为单元结构对角线长度, 由于金属结构长、

宽差距不大, 可近似认为磁谐振单元的金属结构是一个边长为 a 的正方形, 且结构单元对角线长度 $l = 2a$, 如图 3(d) 所示. 当磁谐振结构成周期性排列时, 可以认为在相邻一阶耦合单元中, 外磁场与金属环上电流均近似相同. 设 H_0 为外部磁场, I 为环上电流, H_p 为一阶正对耦合单元中金属环 S_P 对 R 的耦合磁场, H_d 为一阶斜对耦合单元中金属环 S_D 对 R 的耦合磁场.

计算 S_P 对 S_R 的耦合磁通. 根据磁通定义, S_P 对 S_R 的耦合磁通积分范围

$$\begin{aligned} \Phi_{S_R S_P} &= \iint_{S_R} B_{S_P} \cdot dS \\ &= \int_{l-\frac{a}{2}}^{l+\frac{a}{2}} \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \frac{\mu_0 m}{4\pi (\sqrt{x^2 + y^2})^3} dx dy \\ &= \frac{\mu_0 m}{4\pi} \left[\frac{\sqrt{(l-\frac{a}{2})^2 + \frac{a^2}{4}}}{\frac{a}{4} (l-\frac{a}{2})} - \frac{\sqrt{(l+\frac{a}{2})^2 + \frac{a^2}{4}}}{\frac{a}{4} (l+\frac{a}{2})} \right]. \end{aligned} \quad (11)$$

令

$$S = \frac{\sqrt{\left(l - \frac{a}{2}\right)^2 + \frac{a^2}{4}}}{\frac{a}{4}\left(l - \frac{a}{2}\right)} - \frac{\sqrt{\left(l + \frac{a}{2}\right)^2 + \frac{a^2}{4}}}{\frac{a}{4}\left(l + \frac{a}{2}\right)}$$

则

$$\Phi_{S_R S_P} = \frac{\mu_0 m}{4\pi} S, \quad (12)$$

式中 $m = I \cdot a^2$, $\Phi_{S_R S_P}$ 为 S_P 对 S_R 产生的耦合磁通, B_P 为 S_P 在周围空间中产生磁感应强度, m 为 S_P 金属环产生的等效磁偶极矩.

计算 S_D 对 S_R 的耦合磁通. 根据磁通定义, S_D 对 S_R 的耦合磁通积分范围

$$\begin{aligned} \Phi_{S_R S_D} &= \iint_{S_R} B_{S_D} \cdot dS \\ &= \frac{\mu_0 m}{4\pi} \cdot \left[2\sqrt{2} \left(\frac{l+a}{(l-a)\sqrt{l^2+a^2}} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{l-a}{(l+a)\sqrt{l^2+a^2}} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \frac{1}{l-a} - \frac{1}{l+a} \right) \right]. \end{aligned} \quad (13)$$

令

$$T = 2\sqrt{2} \left(\frac{l+a}{(l-a)\sqrt{l^2+a^2}} + \frac{l-a}{(l+a)\sqrt{l^2+a^2}} - \frac{1}{l-a} - \frac{1}{l+a} \right),$$

则

$$\Phi_{S_R S_D} = \frac{\mu_0 m}{4\pi} T, \quad (14)$$

式中 $m = I \cdot a^2$, $\Phi_{S_R S_D}$ 为 S_D 对 S_R 产生的耦合磁通, B_{S_D} 为 S_D 在周围空间中产生耦合磁感应强度, m 为 S_D 金属环产生的等效磁偶极矩.

计算金属环 S_R 上电流. 通过金属环 S_R 总磁通

$$\begin{aligned} \Phi_{S_R} &= \mu_0 H_0 \cdot a^2 + 4 \cdot (\Phi_{S_R S_P} + \Phi_{S_R S_D}) \\ &= \mu_0 H_0 \cdot a^2 + \frac{\mu_0 m}{\pi} (S + T). \end{aligned} \quad (15)$$

根据电磁感应定律, 金属环上由磁通量变化引起感生电动势为

$$E_{\text{induce}} = \frac{\partial \Phi_{S_R}}{\partial t} = j\omega \Phi_{S_R}. \quad (16)$$

令 $L = 2L_1$, $C = \frac{C_p}{2}$, 由图 3(b) 等效电路图可知, 回路总阻抗为

$$Z = j\omega L + \frac{1}{j\omega C}. \quad (17)$$

由 (15)—(17) 式可知

$$\begin{aligned} I &= \frac{E_{\text{induce}}}{Z} \\ &= \frac{j\omega \left(\mu_0 H_0 \cdot a^2 + \frac{\mu_0 m}{\pi} (S + T) \right)}{j\omega L + \frac{1}{j\omega C}}, \end{aligned} \quad (18)$$

于是有

$$I = \frac{\mu_0 H_0 a^2}{L - \frac{1}{\omega^2 C} - \frac{\mu_0 a^2}{\pi} (S + T)}. \quad (19)$$

计算磁谐振单元结构内总磁通量. 根据前文论述, 若希望计算磁谐振单元结构 R 中的总磁通量, 需要考虑入射波激励磁场、磁谐振单元内金属结构产生磁场以及周围单元产生耦合磁场三部分内内容.

入射波在结构单元上产生的磁通很容易进行求解, 即

$$\Phi_0 = \frac{1}{2} \mu_0 H_0 l^2, \quad (20)$$

需要重点讨论的是金属环 S_R 在单元结构 R 内产生的等效磁通, 以及周围一阶 S_P 和 S_D 在单元结构 R 内产生的等效磁通.

据麦克斯韦第四方程 $\oint_S B \cdot dS = 0$, 对于金属环所在无穷大平面, 由载流金属环产生的磁通应该有 $\sum \Phi = 0$, 且依据毕奥 - 萨伐尔定律, 平面上各点磁场方向均应垂直于该平面. 因此, 磁谐振单元 R 的范围内, 金属环 S_R 上电流在 S_R 内外产生的磁场方向相反, 其在单元结构 R 内产生的磁通之差应等于该电流在磁谐振单元范围之外产生磁通量, 即 B_{S_R} 从单元边界到无穷远处的积分.

同时由周期性及对称性可知, 由于单元 R 与单元 P 结构一致, 因此金属环 S_P 在结构单元 R 上产生的等效磁通应等于金属环 S_R 在单元 P 上产生的等效磁通. 同理, 金属环 S_D 在结构单元 R 上产生的等效磁通应等于金属环 S_R 在单元 D 上产生的等效磁通. 由此可知

$$\begin{aligned} \Delta \Phi &= \Phi_{\text{in}S_R} - \Phi_{\text{out}S_R} - 4 \cdot (\Phi_{RS_P} + \Phi_{RS_D}) \\ &= \Phi_{R\text{out}S_R} - 4 \cdot (\Phi_{PS_R} + \Phi_{DS_R}) \\ &= \iint_{S_{\text{ext}}} B_{S_R} dS \\ &= 4 \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_{\frac{3\sigma}{\cos\theta + \sin\theta}}^{+\infty} \frac{\mu_0 m}{4\pi r^3} r dr d\theta \\ &= \frac{\mu_0 m}{6\pi a}, \end{aligned} \quad (21)$$

积分区域 S_{ext} 为从结构单元 P, D 边缘到无穷远处. 如图 3(d) 灰色区域所示. 式中 $\Phi_{\text{in}S_R}$ 为金属环 S_R 上电流在金属环 S_R 内产生的磁通, $\Phi_{\text{out}S_R}$ 为金属环 S_R 上电流在金属环 S_R 外单元结构 R 内产生的磁通, Φ_{RS_P} 为金属环 S_P 在单元结构 R 范围内产生的磁通, Φ_{RS_D} 为金属环 S_D 在单元结构 R 范围内产生的磁通, $\Phi_{R\text{out}S_R}$ 为金属环 S_R 在单元结构 R 范围外到无穷远处产生的总磁通, Φ_{PS_R} 为金属环 S_R 在单元结构 P 范围内产生的磁通, Φ_{DS_R} 为金属环 S_R 在单元结构 D 范围内产生的磁通. B_{S_R} 为金属环 S_R 在空间中各点处产生的磁感强度. 因此单元结构 R 内总磁通

$$\begin{aligned} \sum \Phi &= \Phi_0 - \Delta\Phi \\ &= 2\mu_0 H_0 a^2 - \frac{\mu_0}{6\pi a} \cdot \frac{\mu_0 H_0 a^4}{L - \frac{1}{\omega^2 C} - \frac{\mu_0 a^2}{\pi} (S + T)} \\ &= 2\mu_0 H_0 a^2 \left[1 - \frac{\mu_0 a}{12\pi \left(L - \frac{1}{\omega^2 C} - \frac{\mu_0 a^2}{\pi} (S + T) \right)} \right]. \end{aligned} \quad (22)$$

则磁谐振单元内平均磁感应强度

$$\begin{aligned} \bar{B} &= \frac{\sum \Phi}{S_H} \\ &= \mu_0 H_0 \left[1 - \frac{\mu_0 a}{12\pi \left(L - \frac{1}{\omega^2 C} - \frac{\mu_0 a^2}{4\pi} (S + T) \right)} \right], \end{aligned} \quad (23)$$

其中, S_H 为磁谐振单元面积, $S_H = 2a^2$. 于是有等效磁导率

$$\begin{aligned} \mu_{\text{eff}} &= \frac{\bar{B}}{\mu_0 H_0} \\ &= 1 - \frac{\mu_0 a}{12\pi \left(L - \frac{1}{\omega^2 C} - \frac{\mu_0 a^2}{4\pi} (S + T) \right)}. \end{aligned} \quad (24)$$

由 (24) 式可得磁谐振频率为

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{1}{C} \left(L - \frac{\mu_0 a^2}{4\pi} (S + T) \right)^{-1}}, \quad (25)$$

磁等离子频率为

$$\omega_{\text{mp}} = \sqrt{\frac{1}{C} \left(L - \frac{\mu_0 a}{12\pi} - \frac{\mu_0 a^2}{4\pi} (S + T) \right)^{-1}}. \quad (26)$$

当 $\omega_0 < \omega < \omega_{\text{mp}}$ 时, $\mu_{\text{eff}} < 0$. 其中 L, C 均同样为关于 ω 的函数. 在不同频率的电磁波激励下, L, C

均会发生改变, 因此并不能保证介电常数随频率变化的单调性, 该结构可能存在一个或多个负磁导率频段.

4 仿真实验验证

根据电磁超介质理论, 只有当材料介电常数和磁导率同时为正, 或同时为负的情况下行波能通过该介质, 而当介电常数和磁导率仅有一个为正时, 介质内只能传播倏逝波, 而无法传导行波. 参考文献 [14—18] 的实验方法, 本文主要通过仿真传导实验与棱镜实验对单元结构左手特性进行验证.

4.1 传导实验仿真

借由商业软件 CST, 可以通过时域有限差分法对左手材料的电磁效应进行仿真模拟. 本文主要对 $5 \times 3 \times 3$ 块单元组成的十字环型左手材料阵列进行计算, 波矢方向放置五片单元结构, 电场方向与磁场方向各放置三片单元结构, 基板间距为 2 mm, 如图 1(b) 所示. 设定 Y 方向边界为理想磁边界, Z 方向边界为理想电边界, 同时在 X 方向两端各设置一个波导端口, 令 TEM 波沿 X 轴正向入射, 在自由空间中产生沿 Y 轴方向的极化电场与沿 Z 轴方向的极化磁场.

图 4 为十字环阵列 S 参数的仿真结果. 从图 4 可以看出, 该结构阵列在 6.75—7.1 GHz 处出现通带, S_{21} 参数均在 -20 dB 以上.

根据 NRW 方法 [10] 对十字环型阵列仿真结果提取等效参数, 结果如图 5 所示. 在仿真频段内, 结构阵列在小于 6.9 GHz 频率内等效介电常数为负; 在 6.8—7.1 GHz 范围内, 十字环阵列等效磁导率为负. 因此在 6.8—6.9 GHz 区间, 十字环阵列体现出左手特性, 亦即等效介电常数与等效磁导率同时为负.

与经典细金属棒阵列 rod 类似, 由于仿真模型阵列在电场方向上构成电偶极子阵列, 因此理论上可以在较大频段范围实现等效负介电常数, 但由于结构自身也具有谐振特性, 自身等效阻抗随频率变化, 故不能保证等效负介电常数频段惟一. 同理, 对于磁谐振而言, 由经典对称环结构组成的磁谐振单元阵列同样受到结构单元等效阻抗频率特性的影响, 可能存在多个负磁导率频段. 因此惟有在二者重合频段中, 十字开口环结构才能展现双负的左手

特性.

4.2 棱镜实验仿真

左手材料折射率为负, 因此当电磁波从左手介质中入射右手介质时, 会产生负折射现象. 参考文献 [5] 中的相关论述, 本文采用棱镜实验对十字环型单元结构负折射特性进行了仿真实验, 从而对其左手特性进行验证.

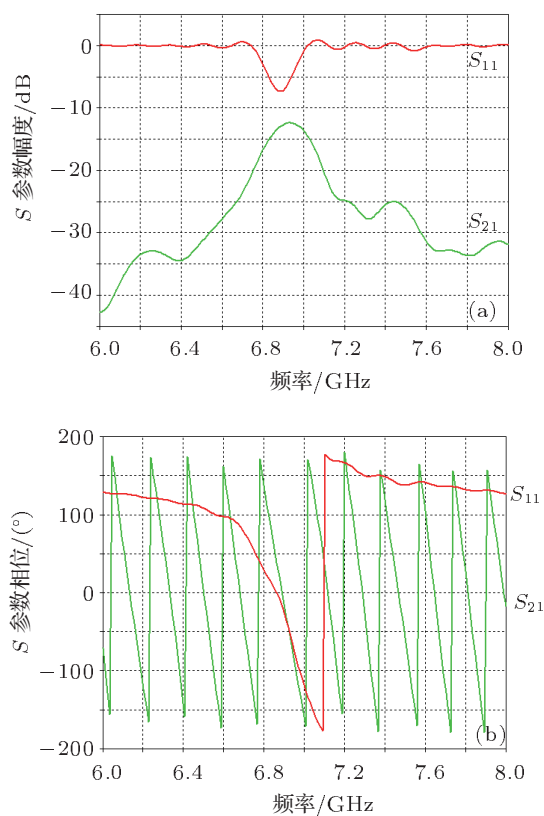


图4 十字环阵列仿真实验结果 (a) S 参数幅度; (b) S 参数相位

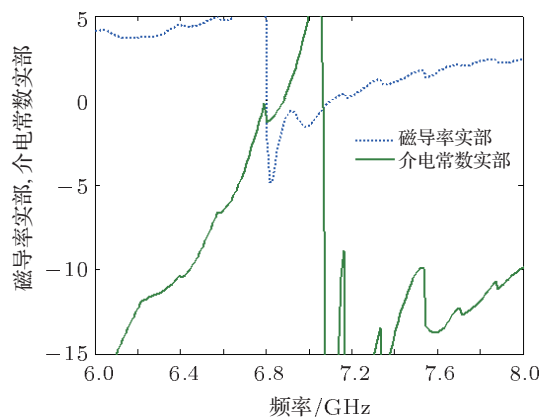


图5 十字环阵列等效介电常数及等效磁导率实部

Y 轴方向排列三层十字环型单元结构, Z 轴方向排布 7 层基板, 板间距为 2 mm, 且每层均比前一层减少一片单元结构, 入射端口处为了减少反射, 添加一片基板结构以匹配阻抗, 构成棱镜实验仿真模型, 如图 6(a) 所示. 同时, 为进行对比, 设置不添加金属结构的基板阵列, 如图 6(b) 所示.

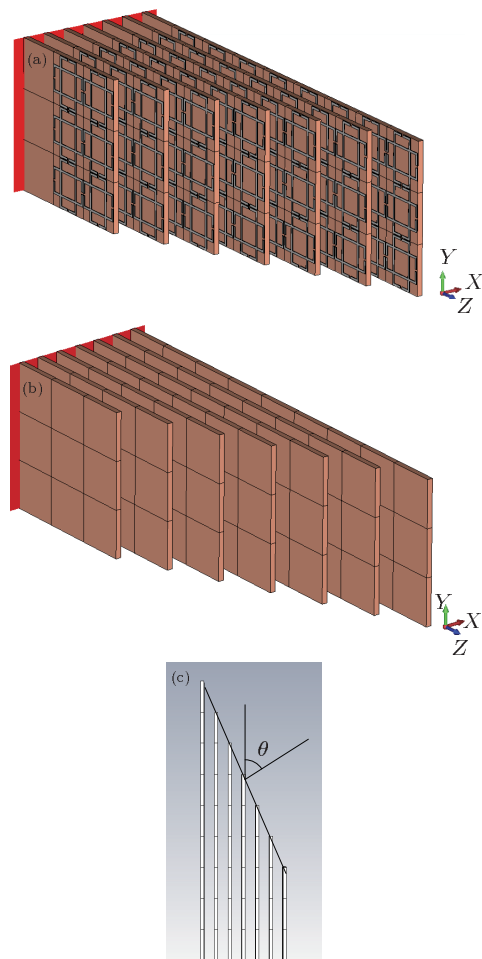


图6 棱镜实验结构及仿真结果 (a) 棱镜实验十字环单元阵列模型; (b) 棱镜实验基板阵列模型; (c) 棱镜角度与入射波夹角示意图; (d) 十字环单元与基板棱镜实验电场分布对比

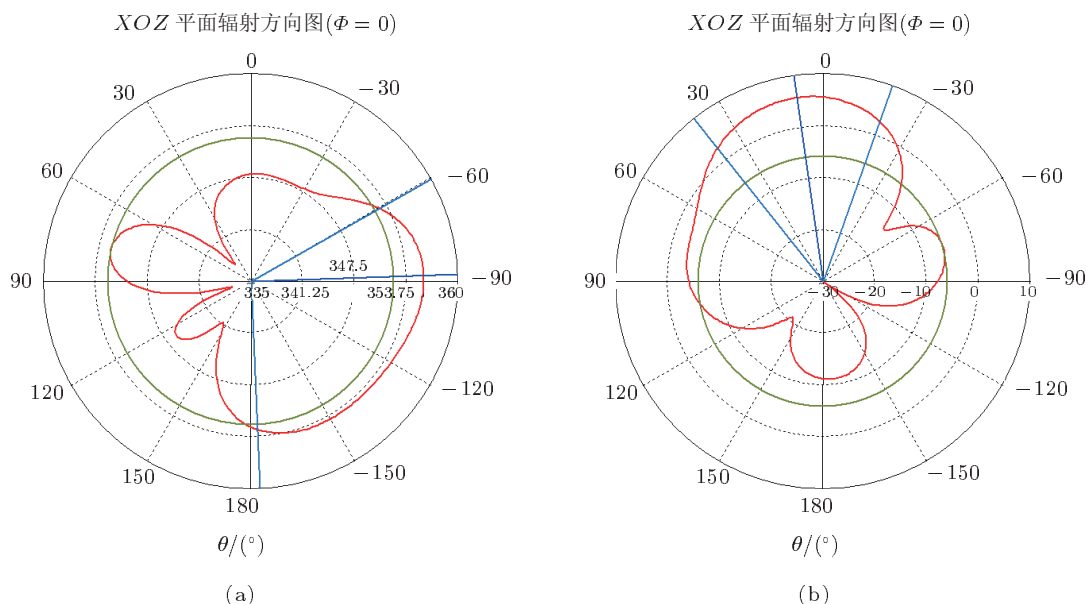


图7 远场仿真结果 (a) 十字环阵列棱镜实验远场辐射图; (b) 基板阵列棱镜实验远场辐射图

仿真中, 设置 Y 轴方向为理想电边界, 其他四个方向为开放空间. 电磁波自底部沿 Z 轴正向入射, 入射波与棱镜交界面法线呈 $\theta = 59^\circ$ 夹角, 如图 6(c) 所示. 参考传导实验中仿真结果, 棱镜实验选取 6.88 GHz 作为测试频段.

依据折射理论, 当电磁波从光密介质入射到光疏介质中, 折射角大于入射角. 从图 6(d) 基板棱镜实验电场分布仿真结果 (右图) 中可以看出, 在某一时刻, 该实验中棱镜外侧空气介质中电场等势线向 X 轴负向倾斜, 证明基板材料等效折射率大于空气介质; 而十字环阵列棱镜实验电场分布仿真结果图 6(d)(左图) 所示, 电磁波折射角远小于入射角, 电场等势线向 X 轴正向倾斜, 表明十字环阵列等效折射率远小于空气介质.

进一步计算棱镜实验远场辐射, 如图 7 所示. 电磁波自 $\theta = 180^\circ$ 入射, 经过基板棱镜阵列后 (图 7(b)), 能量主瓣方向为 $\theta = 8^\circ$; 经过十字环棱镜阵列后 (图 7(a)), 能量主瓣方向为 $\theta = -88^\circ$. 由

图 6(c) 可知, 空气介质中法线位于 $\theta = -59^\circ$ 方向, 因此入射电磁波与折射电磁波位于法线同侧, 体现出左手材料的负折射特性.

5 结论

本文提出了一种集电谐振、磁谐振于一体的新型二维左手材料单元模型——十字环结构. 通过等效电偶极子及磁偶极子的方法分析了该结构左手特性的产生机理, 并利用 CST 仿真, 结合 NRW 参数提取法确定了该结构的左手特性, 左手通带为 6.8—6.9 GHz. 其后, 根据左手材料中的负折射特性, 设计了棱镜实验, 对十字环结构的左手特性进行了仿真验证. 该十字环单元结构具有完全的空间对称性, 因此可以在二维平面上实现双向同性的电磁响应, 并且该单元结构只需在介质板单面进行蚀刻, 制作工艺简单、成本低廉, 进而可以方便应用于微波器件等领域.

- [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 1998 *J. Phys.: Condens. Matter* **10** 4785
- [4] Pendry J B, Holden A J, Robbins D J, Stewart W J 1999 *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **47** 2075
- [5] Shelby R A, Smith D R, Schultz S 2001 *Science* **292** 77

- [6] Brien S O, Pendry J B 2002 *J. Phys.: Condens. Matter* **14** 6383
- [7] Hangfu J T, Ran L X, Chen H S, Zhang X M, Chen K S, Grzegorzczak T M, Kong J A 2004 *Appl. Phys. Lett.* **84** 1537
- [8] Chen H S, Ran L X, Huangfu J T, Zhang X M, Chen K S 2004 *Phys. Rev. E* **70** 057605
- [9] Zhou J F, Koschny T, Zhang L, Tuttle G, Soukoulis C M 2006 *Appl. Phys. Lett.* **88** 221103
- [10] Ziolkowski R W 2003 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **51** 1516

- [11] Meng F Y 2007 *Ph. D. Dissertation* (Harbin: Harbin Institute of Technology) (in Chinese) [孟繁义 2007 博士学位论文 (哈尔滨: 哈尔滨工业大学)]
- [12] Wang H X, Lü Y H, Zhang H X, Wu Y L 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 034101 (in Chinese) [王海侠, 吕英华, 张洪欣, 吴艳玲 2011 物理学报 **60** 034101]
- [13] Cui W Z, Ma W, Qiu L D, Zhang H T 2008 *Electromagnetic Materials and its Applications* (Beijing: National Defense Industry Press) (in Chinese) [崔万照, 马伟, 邱乐德, 张洪太 2008 电磁超介质及其应用 (北京: 国防工业出版社)]
- [14] Zhang S, Ge D B, Zhang Y Q, Wei B 2009 *High Power Laser and Particle Beams* **21** 1370 (in Chinese) [张劭, 葛德斌, 张玉强, 魏兵 2009 强激光与粒子束 **21** 1370]
- [15] Chen C H, Qu S B, Xu Z, Wang J F, Ma H, Zhou H 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 024101 (in Chinese) [陈春晖, 屈绍波, 徐卓, 王甲富, 马华, 周航 2011 物理学报 **60** 024101]
- [16] Yang Y M, Qu S B, Wang J F, Zhao J B, Bai P, Li Z, Xia S, Xu Z 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 074201 (in Chinese) [杨一鸣, 屈绍波, 王甲富, 赵静波, 柏鹏, 李哲, 夏颂, 徐卓 2011 物理学报 **60** 074201]
- [17] Zhang S, Qu S B, Ma H, Xie F, Xu Z 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 3961 (in Chinese) [张松, 屈绍波, 马华, 谢峰, 徐卓 2009 物理学报 **58** 3961]
- [18] 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]

Design and simulation of a cross split ring lefthanded materials unit structure*

Yang Chen[†] Zhang Hong-Xin Wang Hai-Xia Xu Nan Xu Yuan-Yuan
Huang Li-Yu Zhang Ke-Xin

(Beijing Key Laboratory of Work Safety Intelligent Monitoring, School of Electronic Engineering, Beijing University of Posts and Telecommunications, Beijing 100876, China)

(Received 29 October 2011; revised manuscript received 17 January 2012)

Abstract

In this paper, we present a novel compact left-handed material unit, which can generate the equivalent negative permittivity and negative permeability in the two-dimensional direction only by etching one side of the dielectric substrate. We propose a new formula for calculating the field and circuit to analyze the equivalent permittivity and the equivalent permeability that are used to explain the principle of the left-handed characteristic of the unit. In the simulation, the equivalent permittivity and permeability are calculated by the Nicolson-Ross-Weir method, and the negative refraction is verified by the prism experiment. The experiments show that the cross-ring structure unit can present left-handed properties with frequency bands appearing at 6.8–6.9 GHz in the two-dimensional incidence. The left-handed material can be used to design microwave field for its simple fabrication process.

Keywords: left-handed material, two-dimensional, cross-ring

PACS: 41.20.Jb, 78.20.Ci, 42.25.Bs

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60871081, 61072136) and the Natural Science Foundation of Beijing, China (Grant No. 4112039).

[†] E-mail: yuanchouyc@gmail.com