

交指电容加载的周期性对称负磁导率人工材料研究*

徐新河^{1)2)†} 肖绍球¹⁾ 甘月红²⁾ 付崇芳²⁾ 王秉中¹⁾

1) (电子科技大学应用物理研究所, 成都 610054)

2) (南昌航空大学, 南昌 330063)

(2011年9月18日收到; 2011年11月18日收到修改稿)

利用二端口网络理论和弗洛奎定理, 详细分析了周期性对称磁谐振人工材料的相对布洛赫磁导率与散射矩阵参数的关系, 利用这个关系提取了四种形式的开口谐振环布洛赫磁导率. 全波仿真和磁导率数值提取结果表明, 在开口谐振环的开口处加载交指电容, 磁谐振频率将显著降低. 这些成果将为提取周期性人工材料的布洛赫磁导率提供理论依据, 同时为小型化磁谐振特异人工材料提供新的设计思路.

关键词: 周期性结构, 交指电容, 磁谐振, 小型化

PACS: 41.20.Jb, 42.70.Qs

1 引言

电磁波在介电常数与磁导率同时为负的媒质里传播存在许多异常电磁特性, 如负折射, 逆多普勒频移, 逆 Cherenkov 辐射等. 这种媒质被称为负折射媒质. 在这种媒质中, 电磁波相速方向与能速方向相反, 故电场、磁场和波矢构成左手关系^[1]. 随着人工合成负折射率微波媒质的实现^[2,3], 以及 Pendry 提出用负折射率介质板构成完美透镜 (perfect lens) 和超出衍射限度聚焦的思想^[4]之后, 包括负折射率媒质在内的特异性人工材料研究已经成为物理学和电磁学界一个引人注目的前沿领域^[5-13]. 特异性人工电磁材料 (metamaterial, MTM) 通常是指在一定频率范围内的双负材料 (有效介电常数和有效磁导率同时为负数) 和单负材料 (负有效磁导率材料和负有效介电常数材料), 这些材料大多数是将双负或者单负单元在空间周期性排列而形成的^[7-9], 因此能够利用全波电磁仿真工具分析周期性结构中的一个单元的电磁特性, 从而达到设计特定 MTM 目的. 特异性人工材料的有

效介电常数和有效磁导率无法直接测量, 通常是利用仿真或测量获得一个有限厚的 MTM 平面介质板的反射系数和传输系数, 据此提取出 MTM 的波阻抗 z 和折射率 n , 然后根据 $\varepsilon = n/z$, $\mu = nz$ 确定 MTM 的介电常数和磁导率^[11-13]. 2010 年, 龚建强等人提出了一种基于 TE_{10} 矩形波导的异向介质有效本构参数提取算法, 随着元胞数目的增加, 异向介质结构中趋于单模传输, 使得提取出的本构参数也趋于稳定和收敛^[14]. 2010 年, Smith 引入了 Bloch (布洛赫) 介电常数和 Bloch 磁导率的概念, 分析异向介质的电谐振和磁谐振之间的耦合情况^[15]. 1999 年, Pendry 在理论上证明了开口谐振环 (splitring resonators, SRRs)^[16], 在一定的范围内, 具有负磁导率的特性. 唐明春等通过加载同向单 SRRs、调节两环的中心位置等方法, 仿真设计出了一种双频带的 SRRs 磁谐振特异材料^[17].

本文将空气中周期性加载人工负磁导率材料参数提取的电磁波问题转化为单位元件周期性连接的电路问题, 利用弗洛奎定理和两端口网络理论, 根据转移矩阵和散射矩阵转换关系, 获得了周期性结构的 Bloch 磁导率与散射矩阵各元素之间

* 国家自然科学基金 (批准号: 41101426, 60971029) 资助的课题.

† E-mail: xxh_rifc@hotmail.com

的相互关系;通过分析单环开口谐振环等效电路,提出了增大单环开口谐振环等效电容的方法,以达到降低磁谐振频率,小型化磁谐振单元的目的;通过设置周期性边界条件提取了四种情况的周期性 SRR 的 Bloch 磁导率,提取结果表明:仅仅在周期性 SRR 开口处加载交指电容,负 Bloch 磁导率频率范围将明显地向低频方向移动.

2 人工周期性结构材料磁导率的提取

对于任何电磁波问题,都可以将电磁波的传播、反射、透射等效为传输线和网络. 本节将应用网络理论研究人工周期性结构材料磁导率的提取问题. 考察如图 1(a) 所示的空气中周期性加载人工材料,它可以等效成如图 1(b) 所示的两端口单位元件网络之间的级联,单位元件的特性可用转移矩阵 (ABCD 矩阵) 来描述. 根据归一化 ABCD 矩阵的定义,第 n 个单位元件两边归一化的电压和电流关系为

$$\begin{bmatrix} V_n \\ I_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_{n+1} \\ I_{n+1} \end{bmatrix}, \quad (1)$$

对于周期结构,利用弗洛奎定理有

$$V_{n+1} = V_n e^{-i\beta d}, I_{n+1} = I_n e^{-i\beta d}, \quad (2)$$

式中, β 是周期结构的相位常数, d 是周期. 将 (2) 式代入 (1) 式,得到

$$\begin{bmatrix} A - e^{-i\beta d} & B \\ C & D - e^{-i\beta d} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_{n+1} \\ I_{n+1} \end{bmatrix} = 0. \quad (3)$$

(3) 式有非零解的条件是其系数矩阵的行列式为零,并利用 $AD - BC = 1$ 这一条件,可以得到

$$\cos(\beta d) = (A + D)/2. \quad (4)$$

为了简化,本文假定单位元件在波的传播方向上是对称的,有 $A = D$, 则 (4) 式可简化为

$$\cos(\beta d) = A. \quad (5)$$

求解 (5) 式,并根据相对折射率定义有

$$\beta = \frac{1}{d} \cos^{-1} A = n_{\text{eff}} k_0 = \sqrt{\epsilon_B \mu_B} k_0, \quad (6)$$

式中, n_{eff} 为周期结构等效相对折射率, k_0 是空气中的波数,在周期性的结构中,电磁波是以 Bloch 波

形式而存在的,因此周期结构材料的介电常数和磁导率用 Bloch 介电常数 ϵ_B 和磁导率 μ_B 来描述.

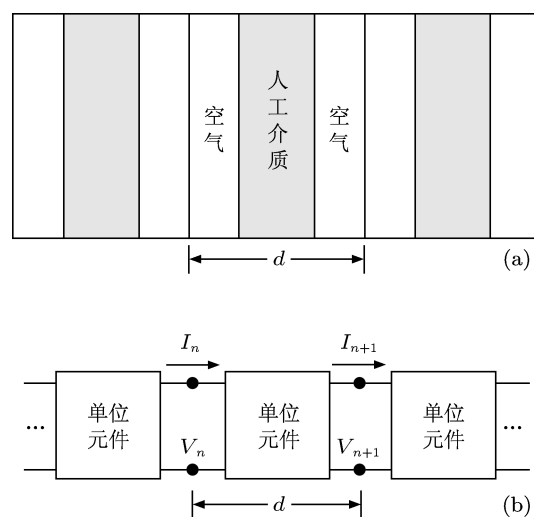


图 1 一维人工介质的周期结构及其等效电路 (a) 周期性加载在空气中的人工介质; (b) 等效电路模型

根据 Bloch(布洛赫)阻抗的定义,有

$$Z_B = Z_0 \frac{V_{n+1}}{I_{n+1}}, \quad (7)$$

Z_0 是空气的波阻抗,将 (7) 式的阻抗对 Z_0 进行归一化,可以得到归一化的 Bloch 阻抗

$$z_B = V_{n+1}/I_{n+1}. \quad (8)$$

利用 (3) 式 and 对称条件 $A = D$, 并根据归一化的 Bloch 阻抗和 Bloch(布洛赫)介电常数、磁导率的关系,可以得到

$$z_B = \sqrt{B/C} = \sqrt{\mu_B/\epsilon_B}. \quad (9)$$

利用两端口网络的归一化转移矩阵和散射矩阵转换关系^[18],可以得到

$$\begin{aligned} A &= \frac{(1 + S_{11})(1 - S_{22}) + S_{12}S_{21}}{2S_{21}}, \\ B &= \frac{(1 + S_{11})(1 + S_{22}) - S_{12}S_{21}}{2S_{21}}, \\ C &= \frac{(1 - S_{11})(1 - S_{22}) - S_{12}S_{21}}{2S_{21}}, \\ D &= \frac{(1 - S_{11})(1 + S_{22}) + S_{12}S_{21}}{2S_{21}}. \end{aligned} \quad (10)$$

对于对称单位元件, S 参数有如下关系 $S_{12} = S_{21}$, $S_{11} = S_{22}$, 再由 (6) 式, (9) 式和 (10) 式,可以得到相对 Bloch 磁导率与 S 参数的关系为

$$\mu_B = \frac{1}{k_0 d} \sqrt{\frac{(1 + S_{11})^2 - S_{21}^2}{(1 - S_{11})^2 - S_{21}^2}}$$

$$\times \cos^{-1} \left(\frac{(1 - S_{11}^2) + S_{21}^2}{2S_{21}} \right). \quad (11)$$

3 小型化的交指电容加载单环 SRR

1999 年, Pendry 使用周期排列的开口环谐振器 (split ring resonator, SRR) 阵列结构实现了等效磁导率为负的介质. Pendry 是从最基本的 Maxwell 方程出发推导了 SRR 阵列等效磁导率方程 [16], 很好地解释了等效负磁导率产生的原理. 对于 SRR 阵列结构, 也可以用 LC 谐振电路进行分析 [19], 根据文献 [19], 如图 (2) 所示的等效磁导率可以计算如下:

$$\mu_B = 1 - \frac{F}{1 - \frac{1}{\omega^2 LC_g} + i \frac{R}{\omega L}}, \quad (12)$$

式中 C_g 是 SRR 开口处的等效电容, R 和 L 分别是环路的等效电阻和等效电感, $F = \pi r_1^2/d^2$ 是一个 SRR 单元包围的面积占一个周期单元面积的比率, ω 是角频率. 由 (12) 式可以得出磁谐振频率为

$$\omega_{m0} = \sqrt{\frac{1}{LC_g}}. \quad (13)$$

由 (13) 式可知要降低磁谐振频率, 就必须增大电容 C_g . 与传统平行板电容器类似, 图 2 中的 C_g 与开口距离 g 有反比关系, 与开口两边的正对面积 (正对面积为 SRR 环的宽度与厚度的乘积即近似为 $(r_2 - r_1) \times h$) 成正比, 因此可以通过减少开口距离和增加正对面积的方法来降低磁谐振频率. 为此, 我们分析和仿真了下面的四种情况:

- 1) 在图 2(b) 中, 将开口距离 g 设置为 0.2 mm.
- 2) 在图 2(b) 中, 将开口距离 g 减小到 5 μ m, 以增大开口等效电容, 其他参数与情况 1 相同.
- 3) 图 3 是在情况 2 的基础上, 在开口处增加了向环内弯曲的导体, 以增大电容的正对面积, 而开口距离 g 保持与情况 2 相同, 这样开口的等效电容被再次减小.
- 4) 为了进一步增大开口正对面积, 我们在图 2 的 0.2 mm 开口处, 加载交指电容, 如图 4 所示. 其中交指的宽度和交指的间隙距离 w 相等, 并且它们与图 3 中开口距离 g 相同.

实际的人工介质大多数是由介质单元在空间周期性排列而构成, 根据福罗奎定理可知, 分析周期性结构的特性是通过分析周期性结构的一

个单元来实现的. 图 2(a) 为一个 SRR 仿真单元, 为了仿真周期性负磁导率人工材料, 我们在有图案的表面设置为 Floquet 端口, 其余四个面 (即垂直于 x 轴的上下两个面和垂直于 y 轴的前后两个面) 设置为周期性的边界条件. 该仿真单元大小为 3 mm \times 3 mm \times 3 mm, 通过设置端口和边界条件, 我们就可以模拟周期为 3 mm 的三维空间无穷多磁谐振超材料阵列, 而阵列之间填充的

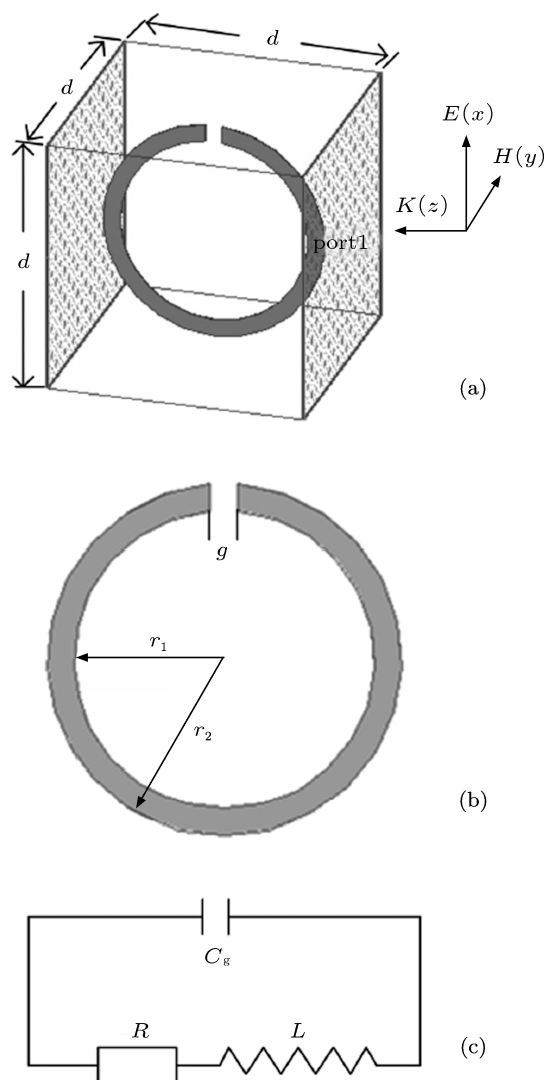


图 2 SRR 单元结构及其等效电路模型 (a) SRR 仿真单元和端口设置 (SRR 仿真单元有图案的表面设置为端口, Bloch 波在两个波端口之间传播即 Bloch 波的波矢 k 垂直波端口, Bloch 波的磁场激励 SRR 磁谐振, E 和 H 分别为 Bloch 波的电场强度和磁场强度); (b) 单个导体 SRR 结构 (参数 $d = 3$ mm, $r_1 = 1.1$ mm, $r_2 = 1.3$ mm, 导体材料为铜, 导体的厚度为 $h = 0.017$ mm); (c) 单个导体 SRR 等效电路模型 (其中电容 C 是 SRR 开口槽对应的等效电容, L 和 R 是导体部分对应的电感和电阻)

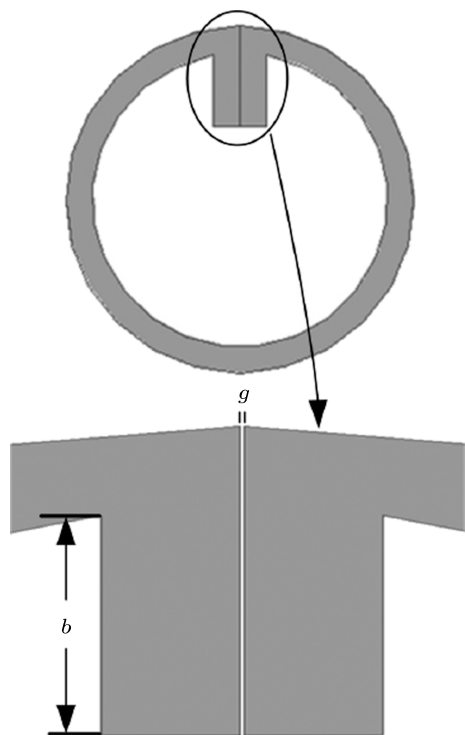


图3 改进型的 SRR (在传统的 SRR(见图 2(b)) 开口处增加了向环内弯曲的导体. $b = 0.65 \text{ mm}$, $g = 5 \mu\text{m}$, 其他的结构参数和图 2 完全相同)

是空气. 为了比较交指电容加载单环 SRR 小型化的效果, 我们利用高频电磁仿真软件 HFSSv13 分别对这四种情况进行了仿真, 它们的反射系数和传输系数如图 5 和图 6 所示. 无论是从反射系数幅度和相位图, 还是从传输系数幅度和相位图都可以得出, 这四种情况的曲线形状非常相似, 只不过最大值或最小值所在频率值依次递减. 例如从情况 1 到情况 4 的反射系数幅度最大值 (见图 5(a)) 和传输系数幅度最小值 (见图 6(a)) 对应的频率分别为 $f_1 = 20 \text{ GHz}$, $f_2 = 13.22 \text{ GHz}$, $f_3 = 6.94 \text{ GHz}$ 和 $f_4 = 4.74 \text{ GHz}$, 这些频率对应的正是这四种情况下的 SRR 磁谐振频率, 而 SRR 单元的大小用相应的空气中波长可以分别表示为

$$\begin{aligned} &0.2\lambda_1 \times 0.2\lambda_1 \times 0.2\lambda_1, \\ &0.1322\lambda_2 \times 0.1322\lambda_2 \times 0.1322\lambda_2, \\ &0.0694\lambda_3 \times 0.0694\lambda_3 \times 0.0694\lambda_3, \\ &0.0474\lambda_4 \times 0.0474\lambda_4 \times 0.0474\lambda_4, \end{aligned}$$

这说明以上四种情况的 SRR 开口处等效电容在依次增大、从而导致磁谐振频率减小, SRR 单元

大小相对于波长也在减小. 需要特别指出的是, 在物理结构上, 情况 4(图 4) 仅仅是在情况 1(图 2) 的 0.2 mm 开口处, 增加了交指电容, 而磁谐振频率出现了十分明显的下降, 从 20 GHz 下降到 4.74 GHz , 因此通过加载交指电容, 能够很好地小型化人工 SRR 负磁导率材料.

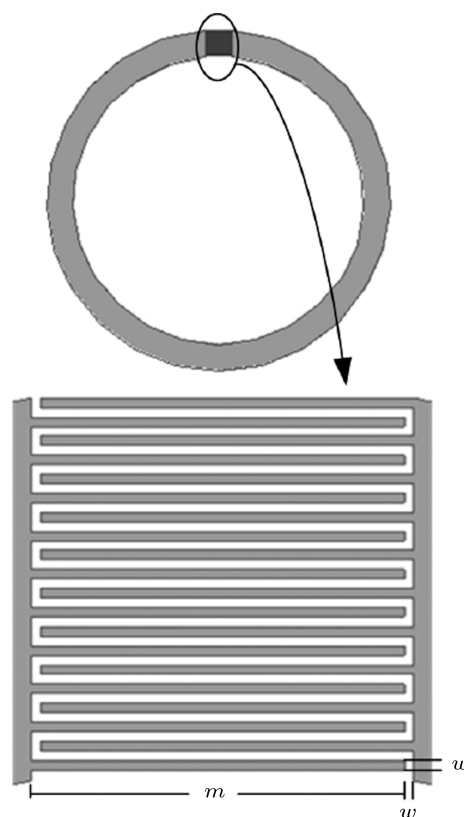


图4 交指电容加载的 SRR(除了图 2 中 SRR 的 0.2 mm 开口槽处增加交指电容外, 其余结构参数完全与图 2(b) 相同, 交指电容结构参数为 $m = 0.195 \text{ mm}$, $w = 5 \mu\text{m}$)

利用图 5 和图 6 中的 S 参数, 我们根据 (11) 式提取了这四种情况的 SRR 周期结构的 Bloch 磁导率, 结果如图 7 所示. 从图可知, 相应磁谐振频率就是 Bloch 磁导率实部取得最小值时的频率, 并且在一定的频率范围内, Bloch 磁导率实部小于零, 而其虚部为正; 而在这一频率范围外, Bloch 磁导率实部为正, 其虚部则近似为零. 在 Bloch 磁导率实部小于零的频率范围内, Bloch 磁导率的虚部大于零满足了无源媒质因果律的要求, 这从一个侧面说明我们提取 Bloch 磁导率参数的方法是正确的. 此外, 这四种情况的 Bloch 磁导率实部小于零的频带向低频方向移动.

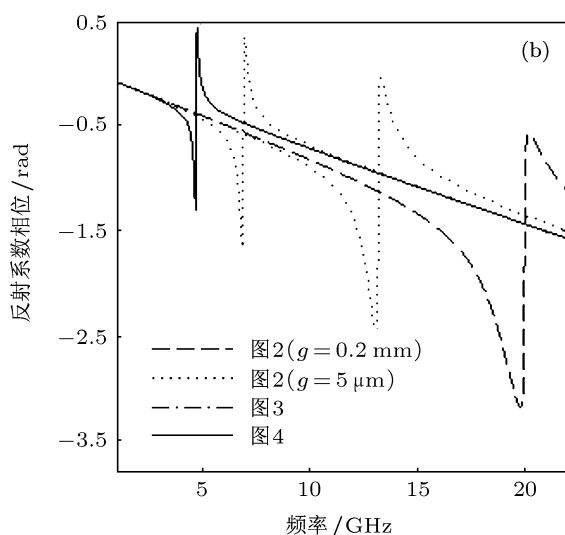
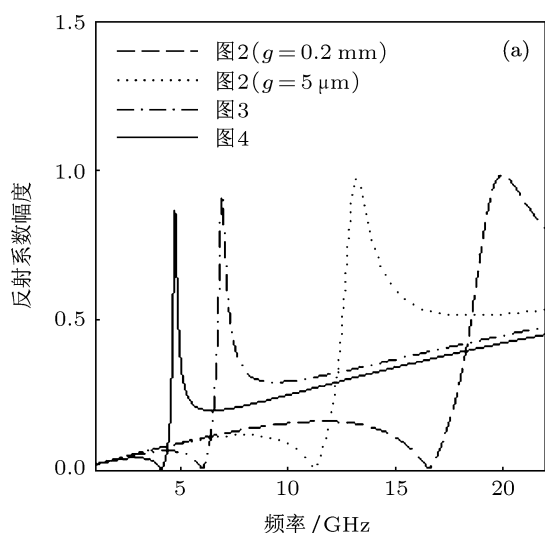


图5 四种情况 SRR 单元的反射系数 S_{11} 的仿真结果 (a) S_{11} 的幅度; (b) S_{11} 的相位

从图 7 中, 我们发现了一个有趣的现象, 随着频率的降低, 等效负磁导率的频带宽度越来越窄. 为了解释这种现象, 下面将利用 (12) 式导出等效负磁导率频带宽度与磁谐振频率之间的相互关系. 将 (13) 式代入 (12) 式后, 令其实部等于零, 可以得到关于变量角频率 ω 的方程式

$$(1-F)\omega^4 + [(F-2)\omega_{m0}^2 + a^2]\omega^2 + \omega_{m0}^4 = 0, \quad (14)$$

式中 $a = R/L$, 解方程 (14) 式, 可以得到

$$\omega_h^2 = \frac{(2-F)\omega_{m0}^2 - a^2}{2(1-F)}$$

$$+ \frac{\sqrt{F^2\omega_{m0}^4 + (2a^2F - 4a^2)\omega_{m0}^2 + a^4}}{2(1-F)}, \quad (15)$$

$$\omega_l^2 = \frac{(2-F)\omega_{m0}^2 - a^2}{2(1-F)} - \frac{\sqrt{F^2\omega_{m0}^4 + (2a^2F - 4a^2)\omega_{m0}^2 + a^4}}{2(1-F)}, \quad (16)$$

其中 ω_h 和 ω_l 是方程 (14) 的根, 且 $\omega_h > \omega_l$. 将 (15) 式减去 (16) 式, 有

$$\omega_h^2 - \omega_l^2 = \frac{\sqrt{F^2\omega_{m0}^4 + (2a^2F - 4a^2)\omega_{m0}^2 + a^4}}{(1-F)}. \quad (17)$$

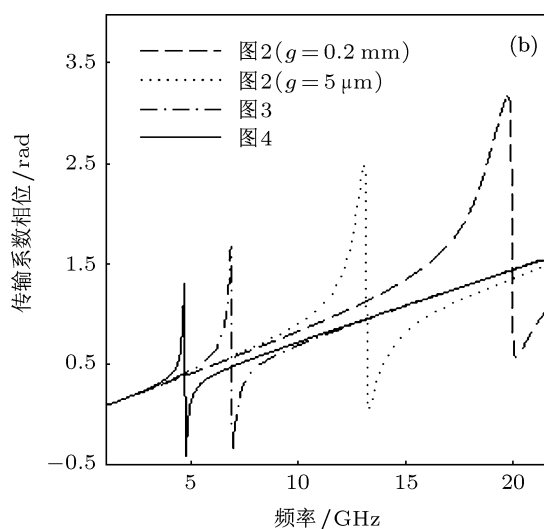
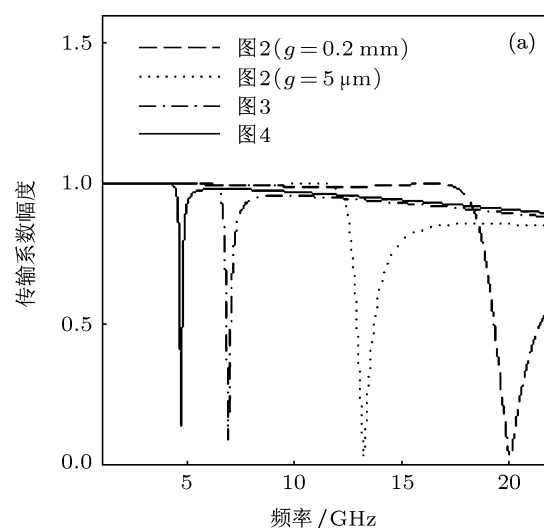


图6 四种情况的 SRR 单元传输系数 S_{21} 的仿真结果 (a) S_{21} 的幅度; (b) S_{21} 的相位

由于磁谐振频率是 Bloch 磁导率实部取得最小值

时的频率, 因此近似有

$$\omega_{m0} \approx (\omega_h + \omega_l)/2. \quad (18)$$

把 (18) 式代入 (17) 式整理可以求出 Bloch 磁导率实部为负数的角频率宽度

$$\begin{aligned} \omega_h - \omega_l \\ = \frac{\sqrt{F^2\omega_{m0}^2 + (2a^2F - 4a^2) + a^4/\omega_{m0}^2}}{2(1 - F)}. \end{aligned} \quad (19)$$

将上式写成频带宽度的形式

$$\begin{aligned} f_h - f_l \\ = \frac{\sqrt{F^2\omega_{m0}^2 + (2a^2F - 4a^2) + a^4/\omega_{m0}^2}}{4\pi(1 - F)}, \end{aligned} \quad (20)$$

式中的 $\omega_{m0} = 2\pi f_{m0}$. 为了说明 f_h , f_l 和 f_{m0} 的相互关系, 我们在图 7(a) 中的情况 1 曲线上对它们进行了标注. 根据图 2 中提供的参数, 圆环铜的电阻在忽略开口距离 g 的情况下, 可以使用公式 $R = \rho l/S = \rho(2\pi(r_1 + r_2)/2)/(r_2 - r_1)h$. 进行近似计算, 得到 $R = 3.82 \times 10^{-5} \Omega$, 电感使用公式 $L = \mu_0 \pi r_1^2/d$ 计算^[15], 可以求得电感值 $L = 1.59 \times 10^{-9} H$, 由此可以计算得到 (20) 式中的 a 参数数值为 $a = R/L = 2.20 \times 10^4$. (20) 式中的另一个参数 F 可以利用前面提到的公式求得, 即 $F = \pi r_1^2/d^2 = 0.42$. (20) 式说明, 频带宽度是磁谐振频率的函数, 由以上仿真结果可知, 在这四种情况中, 磁谐振频率的取值范围为 $4.74 \text{ GHz} \leq f_{m0} \leq 20 \text{ GHz}$, 由此可以分别计算出 $F^2\omega_{m0}^2$ 取值范围 $0.16 \times 10^{21} \leq F^2\omega_{m0}^2 \leq 2.8 \times 10^{21}$ 和 a^4/ω_{m0}^2 取值范围 $0.15 \times 10^{-4} \leq a^4/\omega_{m0}^2 \leq 2.6 \times 10^{-4}$, 因此 (20) 式分子开方中的最后一项 a^4/ω_{m0}^2 相对于第一项 $F^2\omega_{m0}^2$ 很小, 可以忽略; 通过计算还可以发现, (20) 式分子开方中的第二项 $(2a^2F - 4a^2)$ 相对于 $F^2\omega_{m0}^2$ 也很小, 也可以忽略. 因此 (20) 式可以简化为

$$\begin{aligned} f_h - f_l &\approx \frac{F\omega_{m0}}{4\pi(1 - F)} \\ &= \frac{F}{2(1 - F)} f_{m0}. \end{aligned} \quad (21)$$

上式说明频带宽度与磁谐振频率近似成正比关系. (21) 式能够很好地解释在图 7 中随着磁谐振频率的降低, 等效负磁导率的频带宽度越来越窄这一现象.

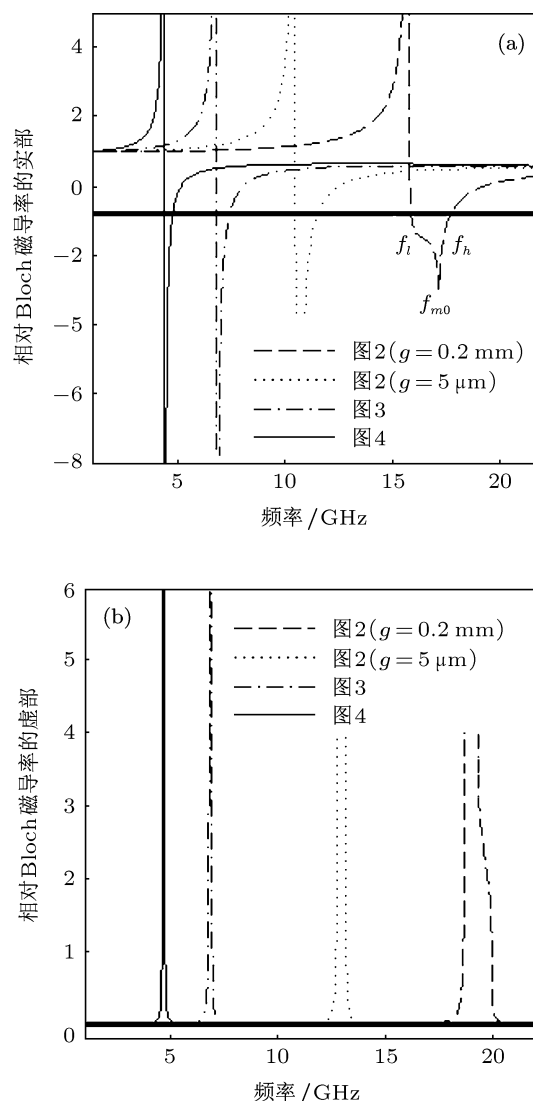


图 7 四种情况的 SRR 周期性结构相对 Bloch 磁导率提取结果 (a) 相对 Bloch 磁导率的实部; (b) 相对 Bloch 磁导率的虚部

4 结论

本文首先将提取空气中周期性排列的人工磁谐振介质磁导率的电磁场问题转化为电路问题, 利用微波网络理论和弗洛奎定理成功地推导出 Bloch 波垂直入射一个 SRR 单元的反射系数、传输系数与相对 Bloch 磁导率之间的关系. 其次为了说明交指电容在周期性负磁导率人工材料中的小型化效果, 通过在 SRR 的开口处加载交指电容, 成功地将磁谐振频率从 20 GHz 降低到 4.74 GHz, 相对于波长, 一个 SRR 单元尺寸减小的程度十分明显. 最后, 我们提取了 Bloch 相对

磁导率, 证明了四种不同参数的 SRR 相对磁导率都存在为负数的频段, 并对低磁谐振频率中存在的窄频带现象进行了理论分析. 本工作将为周期

性人工材料的 Bloch 磁导率提取提供理论基础, 同时为小型化磁谐振特异材料的设计提供了一种新方法.

-
- [1] Veselago V G 1968 *Soviet. Physics—Uspekhi* **10** 509
- [2] Smith D R, Padilla W J 2000 *Physical Review Letters* **84** 4184
- [3] Eleftheriades G V, Iyer A K, Kremer P C 2002 *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **50** 2702
- [4] Pendry J B 2000 *Physical Review Letters* **85** 3966
- [5] Yu G X, Cui T J 2008 *Chin. Phys. B* **17** 0164
- [6] 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]
- [7] Meng F Y, Wu Q, Wu J 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 2200 (in Chinese) [孟繁义, 吴群, 吴健 2006 物理学报 **55** 2200]
- [8] Dai X Y, Wen S C, Xiang Y J 2008 *Chin. Phys. B* **17** 186
- [9] Li D, Sarris C D 2008 *IEEE Trans. Micro. Theo. Tech.* **56** 1928
- [10] Dai X Y, Wen S C, Xiang Y J 2008 *Chin. Phys. B* **17** 186
- [11] Smith D R, Schultz S 2002 *Phys. Rev. B* **65** 195104
- [12] Smith D R, Vier D C, Koschny Th, Soukoulis C M 2005 *Phys. Rev. E* **71** 036617
- [13] Liu R, Cui T J, Huang D, Zhao B, Smith D R 2007 *Phys. Rev. E* **76** 026606
- [14] Gong J Q, Liang C H, Wu J 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 059204 (in Chinese) [龚建强, 梁昌洪 2011 物理学报 **60** 059204]
- [15] Smith D R 2010 *Phys. Rev. E* **81** 036605
- [16] Pendry J B, Holden A J, Robbins D J, Stewart W J 1999 *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **47** 11
- [17] Tang M C, Xiao S Q, Deng T W, Wang D, Bai Y Y, Jin D P, Wang B Z 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 4715 (in Chinese) [唐明春, 肖绍球, 邓天伟, 王多, 柏艳英, 金大鹏, 王秉中 2010 物理学报 **59** 4715]
- [18] Pozar D M, *Microwave Engineering*, 2nd ed. (John Wiley & Sons, New York, 1998d, p. 211)
- [19] Chen H S 2005 *Ph. D. Dissertation* (Hangzhou: Zhejiang University) (in Chinese) [陈红胜 2005 博士学位论文 (杭州: 浙江大学)]

Analysis of symmetrical, periodic negative-permeability metamaterial using interdigital capacitance loading*

Xu Xin-He^{1)2)†} Xiao Shao-Qiu¹⁾ Gan Yue-Hong²⁾ Fu Chong-Fang²⁾
Wang Bing-Zhong¹⁾

1) (*Institute of Applied Physics, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 610054, China*)

2) (*Nanchang Hangkong University, Nanchang 330063, China*)

(Received 18 September 2011; revised manuscript received 18 November 2011)

Abstract

The relations between the scattering matrix and relative Bloch permeability of periodic symmetric magnetic resonance metamaterial are investigated in detail by means of network theory and Floquet's theorem, and we retrieve the Bloch constitutive parameters for four split ring resonators using the relations. Full wave simulations in conjunction with numerical retrieval algorithms show that when we load the interdigital capacitance at the gap of split ring resonator, the magnetic resonance frequency drastically lowers. Our work provides not only theoretical foundation for the Bloch permeability parameter retrieval from periodic metamaterials, but also a novel design way of miniaturizing magnetic resonance metamaterial configurations.

Keywords: periodic structure, interdigital capacitance, magnetic resonance, miniaturization

PACS: 41.20.Jb, 42.70.Qs

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 41101426, 60971029).

† E-mail: xxh_rifc@hotmail.com