

含单负材料三明治结构的电磁隧穿特性*

张利伟^{1)2)†} 许静平²⁾ 赫 丽²⁾ 乔文涛¹⁾

1) (河南理工大学物理化学学院, 焦作 454000)

2) (同济大学波耳固体物理研究所, 上海 200092)

(2009 年 9 月 24 日收到; 2010 年 2 月 1 日收到修改稿)

在理论分析的基础上, 结合实验研究了单负材料/正折射率材料(或单负材料)/单负材料三明治结构的电磁隧穿性质. 这种结构的电磁隧穿来源于入射平面波与结构的表面或体极化激元的耦合, 从理论上讨论并计算了正入射情况下这种结构中的极化激元的色散关系. 发现: 由单负材料作为边界而正折射率材料为中间层的三明治结构具有体极化激元, 这种极化激元的共振频率随着中间层厚度的增加向低频移动; 由不同性质的单负材料构成的三明治结构具有两条色散曲线, 这两条色散曲线随着中间层厚度的增加而简并. 随后基于 $L-C$ 传输线技术在实验上研究了这种三明治结构的电磁隧穿特性, 仿真、实验结果与理论分析有很好地符合, 两种结构分别出现了可调的隧穿模特性, 这些性质将在可调的单通道或多通道滤波器件中具有潜在的应用价值.

关键词: 单负材料, 极化激元, 隧穿, $L-C$ 传输线

PACC: 4225B, 5240D, 7320M

1. 引 言

近年来, 由亚波长单元构成的特异材料 (metamaterials) 由于其奇异的电磁性质和应用成为国际上热门的研究领域. 研究较多的特异材料主要包括左手材料和单负材料. 左手材料的概念最早由 Veselago 于 1968 年在理论上提出^[1], 它同时具有负的介电常数和负的磁导率, 具有一些与正折射率材料不同的电磁性质, 如光的负折射、负的切连科夫效应、逆多普勒效应等. 单负材料是介电常数和磁导率两个参量中只有一个为负的材料^[2-5]. 介电常数为负 ($\epsilon < 0$), 而磁导率为正 ($\mu > 0$) 的材料被称为负介电常数 (ENG) 材料, 介电常数为正 ($\epsilon > 0$), 而磁导率为负 ($\mu < 0$) 的材料被称为负磁导率 (MNG) 材料. 电磁波在理想单负材料中的波矢是虚数, 因而单负材料中只存在倏逝场, 电磁波不能传播. 然而两种单负材料或者单负材料和常规材料的组合结构却可以表现出许多奇异的隧穿性质^[2,3]. 在介电常数(对 TM 波) (磁导率(对 TE 波))符号相反

的两种材料的界面会存在表面极化激元, 已有文献对含左手材料三明治结构的表面极化激元和体极化激元进行了理论研究^[6,7]. 体极化激元一般是以驻波的形式存在于一薄层内, 在薄层外指数衰减, 而表面极化激元只能在两种不同的介质之间传播, 在两边界面的介质中形成倏逝波. 通过极化激元与入射电磁波的相互耦合作用, 能够实现光子隧穿和能量传输, 达到对光传播的主动控制, 进而表现出一些奇特的电磁特性. 可应用于高速光电调节器、THz 量子级联激光器、全向多通道共振腔等^[8]. 目前, 微波波段的特异材料可以使用金属线阵列、金属谐振结构和传输线等方法人工制备^[9-14]. 尤其是传输线方法实现的特异材料具有较低的损耗, 更有利于特异材料的研究应用^[13,14].

在本文中, 主要基于 $L-C$ 传输线方法, 借助于理论分析、ADS 模拟仿真和 Agilent 8722ES 矢量网络分析仪的测量, 研究了单负/正折射率材料界面和单负/单负材料界面的隧穿性质. 结果表明, 不同界面上具有不同的隧穿特性, 隧穿模的频率可以通过中间层的厚度来调节.

* 国家自然科学基金 (批准号: 10634050, 10904032, 10904113, 11004121), 河南省教育厅自然科学基金 (批准号: 2010B140005, 2010A140004, 2008A430009), 河南省科技计划 (批准号: 092300410215), 河南理工大学青年骨干教师项目 (批准号: 649144), 河南理工大学博士基金 (批准号: B2009-88) 资助的课题.

† E-mail: zlwphu@hotmail.com

2. 理论模型

下面考虑如图 1 所示的一维三明治结构模型, A 和 B 两种单负材料分在厚度为 d_z 的 Z 材料两边构成半无限空间, Z 为正折射率材料或单负材料, 三种材料的相对介电常数分别为 $\varepsilon_A, \varepsilon_B$ 和 ε_Z , 相对磁导率分别为 μ_A, μ_B 和 μ_Z . 对于 TE 波(电场 E 在 y 方向), 则在 $X-Z$ 入射平面的电磁场分量为^[6,7]

$$\begin{aligned} E_Z(z) &= e_y [E_{+z} e^{ik_z z} + E_{-z} e^{-ik_z z}], \\ H_{Zx}(z) &= -\frac{K_{Zz}}{\mu_0 \mu_Z \omega} [E_{+z} e^{ik_z z} - E_{-z} e^{-ik_z z}], \\ (0 < z < d_z), \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{cases} E_A(z) = e_y [E_{-A} e^{-ik_A z}], \\ H_{Ax}(z) = \frac{K_{Az}}{\mu_0 \mu_A \omega} [E_{-A} e^{-ik_A z}], \end{cases} \quad (z < 0)$$

和

$$\begin{cases} E_B(z) = e_y [E_{+B} e^{ik_B z}], \\ H_{Bx}(z) = -\frac{K_{Bz}}{\mu_0 \mu_B \omega} [E_{+B} e^{ik_B z}]. \end{cases} \quad (z > d_z), \quad (2)$$

其中 $K_{mz}^2 + \beta^2 = K_m^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_m \cdot \mu_m$, $m = A, B$ 和 Z , 代表不同层的介质, K_{mz} 和 β 分别为波矢的 Z 分量和 X 分量.

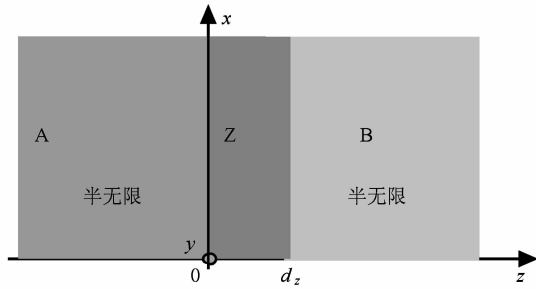


图 1 一维三明治结构 AZB 示意图

根据电磁场在边界 $z=0$ 和 $z=d_z$ 处连续的条件, 可得此结构在 z 层存在极化激元的色散关系为

$$\frac{(\mu_B K_{Zz} - \mu_Z K_{Bz}) \cdot (\mu_A K_{Zz} - \mu_Z K_{Az})}{(\mu_B K_{Zz} + \mu_Z K_{Bz}) \cdot (\mu_Z K_{Az} + \mu_A K_{Zz})} = e^{-i2K_{Zz} d_z}, \quad (\text{TE}), \quad (3)$$

对于 TM 波, 色散关系中相应的 μ 互换为 ε 即可, 即

$$\frac{(\varepsilon_B K_{Zz} - \varepsilon_Z K_{Bz}) \cdot (\varepsilon_A K_{Zz} - \varepsilon_Z K_{Az})}{(\varepsilon_B K_{Zz} + \varepsilon_Z K_{Bz}) \cdot (\varepsilon_Z K_{Az} + \varepsilon_A K_{Zz})} = e^{-i2K_{Zz} d_z} \quad (\text{TM}), \quad (4)$$

当 K_{Az} 和 K_{Zz} 或 K_{Zz} 和 K_{Bz} 均为虚数时, 结构具有的是表面极化激元. K_{Az} 和 K_{Bz} 均为虚数, 而 K_{Zz} 为实数时, 结构具有的是体极化激元^[7]. A 和 B 两种单负材料的厚度比较大时, (3) 和 (4) 式能很好的反应有限结构极化激元的共振频率与相关参数的关系.

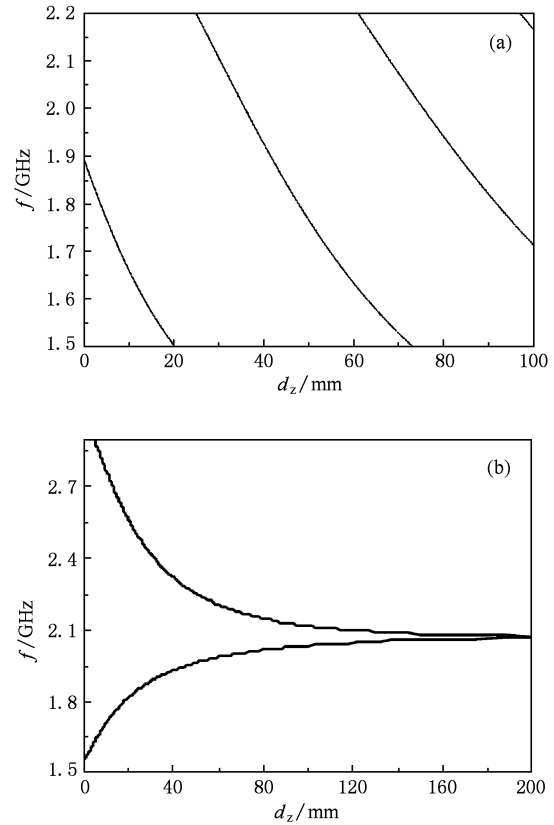


图 2 (a) A 和 B 为单负材料, Z 为正折射率材料的 AZB 结构的极化激元共振频率与中间层厚度 d_z 的关系; (b) A, Z 和 B 均为单负材料的 AZB 结构表面极化激元的共振频率与中间层厚度 d_z 的关系

图 2(a) 和 (b) 分别是 A, B 为半无限边界, Z 为正折射率材料和单负材料, 零入射角情况下 ($\beta = 0$), 表面极化激元或体极化激元的共振频率与中间层厚度 d_z 的关系. 在 (a) 图中, 选择 A 和 B 两种理想单负材料的相对介电常数和磁导率均为 Drude 色散, Z 为无损的正折射率材料^[5]

$$\varepsilon_A = 3.57 - \frac{690.9}{(2\pi f)^2},$$

$$\mu_A = 1.0 - \frac{87.6}{(2\pi f)^2},$$

$$\varepsilon_B = 3.57 - \frac{331.6}{(2\pi f)^2},$$

$$\mu_B = 1.0 - \frac{191.9}{(2\pi f)^2},$$

$$\varepsilon_z = 3.57, \quad \mu_z = 1.0, \quad (5)$$

在一定频段, A 为 ENG 材料, B 为 MNG 材料. 在图 2 (b) 中选择 A 和 B 为同一种 ENG 材料, Z 为 MNG 材料, A(B) 和 Z 的相对介电常数和磁导率为

$$\varepsilon_{A/B} = 3.57 - \frac{1182.2}{(2\pi f)^2}, \quad \mu_{A/B} = 1.0 - \frac{105.3}{(2\pi f)^2},$$

$$\varepsilon_z = 3.57 - \frac{348.7}{(2\pi f)^2}, \quad \mu_z = 1.0 - \frac{198.0}{(2\pi f)^2}, \quad (6)$$

其中 f 是以 GHz 为单位的频率, 这些 Drude 色散参数很容易通过理想的 L - C 传输线结构来实现^[5,11].

根据对(5)式的取值, A 和 B 在 1.5—2.2 GHz 的频带内分别为 ENG 和 MNG 材料, 这也是我们所感兴趣的频段. 由于 A 和 B 是单负材料, $K_{A/B}^2 < 0$, Z 为正折射率材料, $K_z^2 > 0$, 所以此结构具有体极化激元. 由色散关系(图 2(a))可以看出, 在中间层的厚度 d_z 比较小的情况下, 则此结构的极化激元的共振频率随着 d_z 的增加而向低频移动, 当中间层 Z 的厚度进一步增大时, 三明治结构 AZB 的体极化激元具有多个共振频率, 这些极化激元一旦被激发, 将会出现单通道或多通道滤波特性. 这一性质与光子晶体异质界面引入单负材料^[15]及单负材料光子晶体异质节^[16]具有类似的性质, 但相比较来说具有更简单的结构. 对于图(b)的情况, A(B) 和 Z 分别在 1.63—2.9 GHz 和 1.57—2.25 GHz 的频带内为 ENG 和 MNG 材料, 单负/单负材料界面两边材料的介电常数和磁导率的符号相反. 很明显, 这一结构具有双表面极化激元特性, 并且两表面极化激元的共振频率随着中间层厚度的增加而逐渐接近, 直到简并为一个模式, 这主要是随着中间层厚度的增加, 两表面模的耦合作用减弱而造成的. 虽然这些特性是在 A 和 B 为半无限的条件下得到的, 对于 A 和 B 为一有限值时, 这些结构也具有相似的极化激元. 因为 A 和 B 为单负材料, 材料内只有倏逝场, 这些极化激元很容易与入射波相互作用, 而出现隧穿性质^[17].

3. 实验结果与分析

一维的单负材料可以通过周期性加载集总元件的 L - C 传输线 (transmission line, TL) 来实现^[11,12,14]. 图 3 是 L - C 传输线的基本单元, 由单元长度为 d 的 50Ω 微带线和加载的串联电容 (C) 及并联电感 (L) 组成, L_0 和 C_0 分别为微带线的分布电感和分布电容. 当周期单元的长度远小于导波波

时, 由基本单元组成的传输线可认为是有效均匀的, 经过周期性分析, L - C 传输线的等效相对介电常数和磁导率为^[11]

$$\varepsilon \approx (C_0 - \frac{1}{\omega^2 L d}) / (\varepsilon_0 \cdot p),$$

$$\mu \approx p \cdot (L_0 - \frac{1}{\omega^2 C d}) / \mu_0, \quad (7)$$

p 为微带线的结构常数. 对于不平衡时的 L - C 传输线, 它的色散关系中会出现三个明显的特征频率^[11,12]

$$f_1 = \frac{1}{4\pi \sqrt{LC}}, \quad f_2 = \frac{1}{2\pi \sqrt{C_0 L d}},$$

$$f_3 = \frac{1}{2\pi \sqrt{L_0 C d}} \quad (8)$$

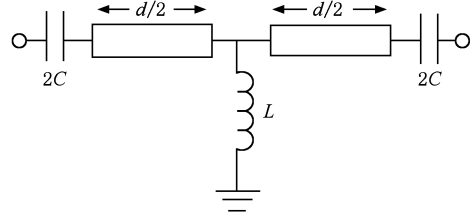


图3 L - C 传输线基本单元的等效电路

f_1 为电路结构的低阻截止频率, f_2 和 f_3 为传输线的本征频率. 其中 f_2, f_3 的大小取决于电路参数的选取. f_2 和 f_3 之间是单负阻带区, 如果 $f_2 > f_3$, 传输线在这一频段为有效的 ENG 材料, $f_2 < f_3$ 时, 为有效的 MNG 材料^[18]. 为了便于描述, 我们把在单负频段 (f_2 — f_3) 内出现负介电常数的 L - C 传输线称为 ENG 传输线 (ENG TL), 把在单负频段内出现负磁导率的传输线称为 MNG 传输线 (MNG TL). 可以选择不同的集总元件和单元长度, 在某一频段实现具有负介电常数或负磁导率特性的传输线. 为了得到具有(5)式中的参数, 实验上采用介电常数为 4.75, 厚度为 1.6 mm 的 FR-4 环氧树脂复合玻璃纤维布覆铜板为基材制作一维的周期性结构传输线, 传输线设计为 50Ω 匹配的, 所以 $p \approx 4.05$ ^[5]. 在 ENG TL 中, 单元长度选择为 $d = 7.2$ mm, 加载的电容 $C = 5.1$ pF, 电感 $L = 5.6$ nH, 在 MNG TL 中, 单元长度为 $d = 8.4$ mm, 电容 $C = 2.0$ pF, 电感 $L = 10$ nH, 传输线的制备方法与文献[12]相似.

虽然单负材料内只存在倏逝场, 不支持电磁波的传播, 而理论研究表明由 ENG 材料和 MNG 材料组成的双层结构 (ENG-MNG) 在有效波阻抗和有效相位匹配的条件下, 由于共振机理而具有完全隧穿

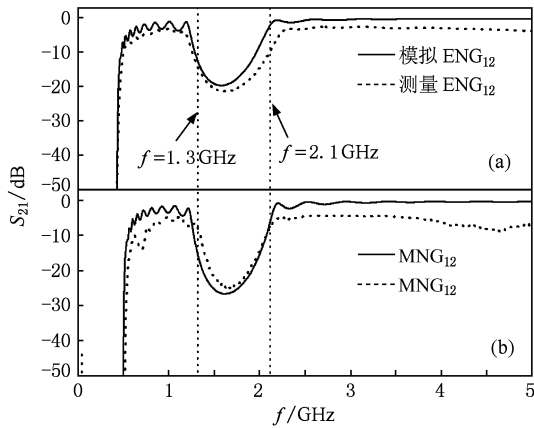


图4 真实元件模拟和测量的 S_{21} 参数 (a) ENG_{12} ; (b) MNG_{12}

模^[2,3], 电磁场分别在两种单负材料中呈指数分布, 迅衰场在单负材料中得到了放大, 最终电磁场强局域在界面处. 图4 分别是含有12个 $L-C$ 传输线周期单元的 ENG_{TL} 和 MNG_{TL} (为了方便分别简写为 ENG_{12} 和 MNG_{12}) 基于真实元件模拟和测量的 S_{21} 参数. 从模拟和实验结果可以看出两者有很好的符合, 1.3—2.1 GHz 是两种传输线的公共单负区, 分别为有效地 ENG 材料和 MNG 材料. 实验上测量的通带和阻带区与无损情况下由(8)式计算的理论值有一定的差别, 这主要是真实元件与理想元件的差别所致. 为了在实验上研究 $ENG-MNG$ 的隧穿特性, 我们构造了 ENG_8MNG_8 结构, 是由8个 ENG 传输线单元和8个 MNG 传输线单元级联而组成的, 如图5(a)所示. 根据对电路参数的选取, 理论上此结构约在1.89 GHz 具有完全隧穿模.

在图6中给出了 ENG_8MNG_8 结构基于真实集总元件模拟和实验测量的 S_{21} 参数. 从模拟结果可以看出, ENG_8MNG_8 结构在1.74 GHz 出现了隧穿模, 实验上测量的隧穿频率为1.76 GHz, 与模拟结果有很好的符合. 根据前面的理论分析, 当我们在隧穿界面处引入一正折射率材料构成三明治结构时, 由于体极化激元的共振激发, 也会出现光子隧穿特性. 一定长度的微带线在 ENG_8MNG_8 结构中的引入, 将使结构的隧穿模频率向低频有一定的移动. 对于实际的微带线来说, 它传播的是准 TEM 波, 电场大部分分布在介质中, 则微带线的等效相对介电常数 ϵ_{re} 与微带线衬底的相对介电常数 ϵ_r , 厚度 h 及微带的宽度 w 有关. 根据所使用电路板的参数, 可知 50Ω 微带线的等效介电常数约为3.75^[5]. 实验中, ENG_8MNG_8 的界面分别引入了长度为3, 7 mm

的 50Ω 微带线, 如图5(b)和(c)所示. 图6给出了三层结构 $ENG_8-TL-MNG_8$ 基于真实元件模拟和测量的 S_{21} 参数. 模拟结果显示, 微带线长度为3和7 mm 时, 隧穿模的频率由原来的1.74 GHz 分别降低为1.65, 1.55 GHz. 实际的测量值与模拟值非常的接近, 分别为1.68, 1.57 GHz. 这一性质显示, 可以通过选择合适的中间层材料的厚度及其参数来调节隧穿频率.

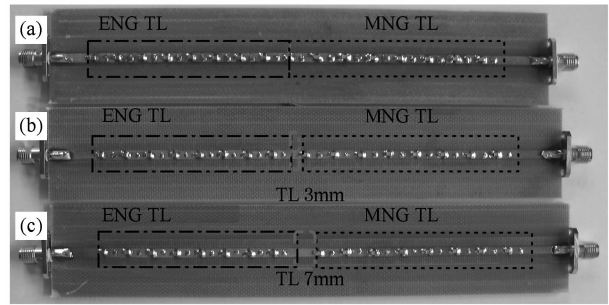


图5 实验制备的 ENG_8MNG_8 , $ENG_8-3mm-MNG_8$ 和 $ENG_8-7mm-MNG_8$ 三种微带线结构的照片

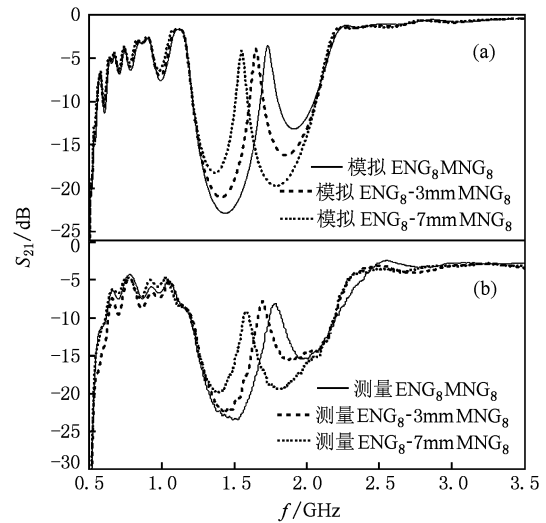


图6 中间微带线的长度对三明治结构 $ENG_8-TL-MNG_8$ 隧穿频率的影响

前面的理论分析表明, 由不同性质的两种单负材料组成的三明治结构会具有双表面极化激元, 对于有限尺度的结构, 由于两表面极化激元的共振激发, 则会出现双界面隧穿模. 在此通过改变 $L-C$ 传输线中的参数实现了另外两种单负材料, 为便于描述分别称之为 A 和 Z , 为了在理想无损情况下, 使其具有(6)式的参数. 在 A 种传输线中, 选择电感 $L = 3.9 \text{ nH}$, 电容 $C = 5.1 \text{ pF}$, 单元长度 $d = 6 \text{ mm}$, 在 Z 种

传输线中, 电感 $L = 10 \text{ nH}$, 电容 $C = 2 \text{ pF}$, 单元长度 $d = 8 \text{ mm}$. 当组成 $A_m Z_n A_m$ 三明治结构时, 会有两个不同性质的单负材料构成的界面, 而具有双表面模式, 由于共振耦合机理, 这一结构将具有两个隧穿

模, 其中 m 和 n 分别为 A 和 Z 两种 $L-C$ 传输线的单元数. 由于实验上制备的 $A_m Z_n A_m$ 三明治结构的实物照片与图 5 相似, 这里没有给出.

图 7(a) 和 (b) 分别给出了含有 16 个周期单元

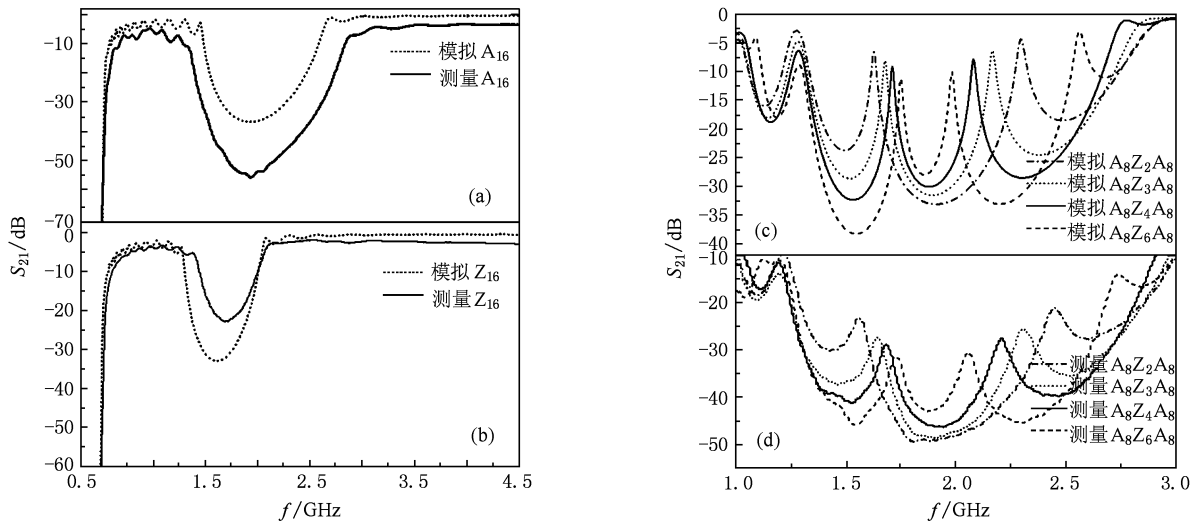


图 7 (a) 和 (b) 为模拟和测量的两种传输线 A_{16} 和 Z_{16} 的 S_{21} 参数, (c) 和 (d) 分别是模拟和测量的 ENG-MNG-ENG 三层结构 ($A_m Z_n A_m$) 的 S_{21} 参数, 其中 m 和 n 分别为两种传输线的单元数

的 A_{16} 和 Z_{16} 两种传输线基于真实集总元件模拟和测量的 S_{21} 参数, 测量结果和模拟结果都很好说明了它们的单负性质. 实验上, 传输线 A_{16} 约在 1.36—2.75 GHz 为有效的 ENG 材料, Z_{16} 约在 1.4—2.0 GHz 为有效的 MNG 材料. (c) 是 $A_8 Z_2 A_8$, $A_8 Z_3 A_8$, $A_8 Z_4 A_8$ 和 $A_8 Z_6 A_8$ 四种结构基于真实集总元件所模拟的 S_{21} 参数, 在这四种结构中, 通过改变 Z 传输线的单元数来改变了中间层的长度. 从 S_{21} 参数可以看出他们均具有两个透射峰, 并且透射峰之间的频率间隔随着中间层 Z 传输线的单元数的增加而减小, 这主要是当中间层厚度增加时, 两表面模的耦合作用降低所致. (d) 是实验测量结果, 也同样出现了双透射模现象, 这一性质与图 2(b) 中理论分析的三明治结构具有双表面极化激元的特性是一致的.

4. 结 论

从理论上分析了含有单负材料一维三明治结构的极化激元色散关系, 并基于传输线方法从实验上研究了单负材料/正折射率材料(或单负材料)/单负材料三明治结构的隧穿特性. 结果表明, 中间层的厚度对极化激元的共振频率有很大的影响, 单负材料/正折射率材料/单负材料结构的隧穿频率随着中间层厚度的增加向低频移动; 单负材料/单负材料/单负材料三明治结构的隧穿频率随着中间层厚度的增加而简并. 这种可调的隧穿模特性将在可调的单通道或多通道滤波器件中具有潜在的应用价值.

[1] Veselago V G 1968 *Soviet Physics Usp* **10** 509
 [2] Alù A, Engheta N 2003 *IEEE Trans. Antennas Propagat.* **51** 2558
 [3] Liu R, Zhao B, Lin X Q, Cheng Q, Cui T J 2007 *Phys. Rev. B* **75** 125118
 [4] Jiang H T, Chen H, Zhu S Y 2006 *Phys. Rev. E* **73** 046601
 [5] Zhang L W, Zhang Y W, He L, Li H Q, Chen H 2006 *Phys. Rev. E* **74** 056615

[6] Ruppin R 2001 *J. Phys. : Condens. Matter* **13** 1811
 [7] Keunhan Park, Bong Jae Lee, Ceji Fu, Zhuomin M. Zhang, 2005 *J. Opt. Soc. Am. B* **22** 1016
 [8] Janunts N A, Nerkarayan Kh V 2001 *Appl. Phys. Lett.* **79** 299
 Dong J W, Wu K S, Mu C Wang H Z 2008 *Phys. Lett. A* **372** 4532
 [9] Wu D M, Fang N, Sun C, Zhang X, padilla W J, Basov D N, Smith D R, Schultz S 2003 *Appl. Phys. Lett.* **83** 201

- [10] Hu C G, Liu L Y, Chen X N, Luo X G 2008 *Optics Express* **16** 21544
- [11] Caloz C and Itoh T 2005 *Electromagnetic Metamaterials, Transmission Line Theory and Microwave Applications* (Wiley and IEEE Press) 59—130
- [12] Wang S L, Zhang Y W, He L, Li H Q, Chen H 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 226 (in Chinese) [王素玲、张治文、赫丽、李宏强、陈鸿 2006 物理学报 **55** 226]
- [13] 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]
- [14] Zhang L W, Zhang Y W, Yang Y P, Li H Q, Chen H, Zhu S Y 2008 *Phys. Rev. E* **78** R035601
- [15] Zhang H Y, Zhang Y P, Wang P, Yao J Q 2007 *J. Appl. Phys.* **101** 013111
- [16] Deng X H, Liu N H, Liu G Q 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 7280 (in Chinese) [邓新华、刘念华、刘根泉 2007 物理学报 **56** 7280]
- [17] Zhou L, Wen W J, Chan C T, Sheng P 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 243905
- [18] Fujishige T, Caloz C, Itoh T 2005 *Microwave Opt. Technol. Lett.* **46** 476

Electromagnetic tunneling properties of sandwich structure containing single negative material*

Zhang Li-Wei^{1)2)†} Xu Jing-Ping²⁾ He Li²⁾ Qiao Wen-Tao¹⁾

1) (School of Physics and Chemistry, Henan Polytechnic University, Jiaozuo 454000, China)

2) (Pohl Institute of Solid State Physics, Tongji University, Shanghai 200092, China)

(Received 24 September 2009; revised manuscript received 1 February 2010)

Abstract

The electromagnetic tunneling properties of the sandwich structure with single negative material/positive index material (single negative material)/single negative material are experimentally investigated based on the theoretical analysis. The tunneling properties come from the resonance coupling between the incident plane wave and the surface and bulk polaritons. First, the surface or bulk polariton dispersion relations under zero incident condition are discussed and calculated. It is found that the positive index material sandwiched by single negative material possesses bulk polaritons, the resonance frequency of polariton decreases with the thickness of the central layer increasing. The sandwich structures composed of different single negative materials possess double surface polaritons, and the two surface polaritons degenerate with the thickness of the central single negative material layer. Subsequently, the tunneling properties of the sandwich structures are measured, which are consistent well with the simulation and theoretical analyses. The two structures both possess tunable tunneling modes, their properties have potential applications in designing tunable single or multiple-channelled filters.

Keywords: single negative materials, polaritons, tunneling, L - C transmission lines

PACC: 4225B, 5240D, 7320M

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10634050, 10904032, 10904113, 11004121), the Natural Science Foundation of Henan Educational Committee (Grant Nos. 2010B140005, 2010A140004), Science and Technology Program of Henan Province (Grant No. 092300410215), the Science and Technology Program of Henan Province (Grant No. 092300410215), the Youthful Key Teachers in Henan Polytechnic University (Grant No. 649144), the Doctoral Foundation of Henan Polytechnic University (Grant No. B2009-88).

† E-mail: zlwphu@hotmail.com