

# 利用电介质柱共振器实现电磁响应模式可转变的电磁超介质\*

丁佩<sup>1)2)</sup> 周强<sup>1)</sup> 胡伟琴<sup>1)</sup> 蔡根旺<sup>1)</sup> 梁二军<sup>1)†</sup>

1) (郑州大学物理工程学院材料物理教育部重点实验室, 郑州 450052)

2) (郑州航空工业管理学院数理系, 郑州 450015)

(2010年4月6日收到; 2010年7月8日收到修改稿)

本文利用电磁场数值计算方法研究了横截面具有不同长宽比例的电介质柱的电磁共振模式, 发现横截面长宽比例影响电介质柱共振模式的激发顺序. 截面长宽比小于 2.2 时, 首先激发磁共振模式; 而长宽比大于 2.2 时, 磁共振模式在第二个共振被激发; 作为转折点, 截面长宽比例约为 2.2 的电介质柱不能激发磁共振模式. 结果还表明改变电磁波入射方向可以调节长方形截面的电介质柱的磁共振发生的频率位置, 实现偏振可控的电磁响应, 这为新颖的电介质电磁超介质的设计与研究提供有价值的信息.

**关键词:** 电介质, 电磁超介质, 共振

**PACS:** 41.20.Jb, 78.20.Ci, 42.25.Fx, 73.20.Mf

## 1. 引言

电磁超介质 (metamaterials) 是一类通过周期排列某种几何结构单元获得的具有自然媒质所不具备的奇异电磁特性的新型人工材料. 等效介电系数和等效磁导率同时为负值的左手电磁超介质, 具有后向波传输、负折射、倏逝波放大、逆多普勒频移、逆切连科夫辐射、亚波长衍射等奇异特性, 是当前物理学与电磁波研究领域中的热点问题之一<sup>[1,2]</sup>. 传统的电磁超介质由能发生电磁响应的金属结构单元组成, 当电谐振和磁谐振发生的频率范围重合就可能实现负折射, 如典型的金属劈裂环谐振器和金属线复合结构<sup>[3]</sup>、 $\Omega$ 形<sup>[4]</sup>、H形<sup>[5,6]</sup>、S形<sup>[7]</sup>、“巨”型<sup>[8]</sup>、平行金属条<sup>[9]</sup>、“渔网”结构<sup>[10]</sup>, 以及分形树枝状结构<sup>[11]</sup>等. 虽然缩小结构单元尺寸可以在一定程度上把实现左手性能的频段往高频推进, 但金属自身的损耗、金属结构单元相对复杂的几何形状和电磁响应的各向异性却极大地限制了金属电磁超介质在光频段的发展和应用. 而基于电介质材料的电磁超介质具有结构简单、损耗小, 易于在高频实现各向同性的电磁性能等优势, 逐渐受到人们的关

注. 2007 年, Peng 等人将  $\text{Ba}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{TiO}_3$  (BST) 电介质柱共振器排列成二维有序和无序阵列, 利用平行板波导实验证实了电介质电磁超介质在微波段的负折射效应<sup>[12]</sup>. 依据 Peng 等人的理论模型, 实现负折射的关键是在电场作用下, 具有高介电系数的电介质柱能够激发类似金属磁谐振结构的共振模式, 这可以通过电介质内部产生的较大位移电流替代金属结构中的传导电流来实现. 除了电介质柱, 理论研究结果指出正方形的电介质共振器也可以实现负折射<sup>[13]</sup>. 此外, 基于 Mie 共振理论, 球形的电介质颗粒可以在不同频率激发磁共振和电共振模式, 使电介质颗粒周期结构表现出宏观的磁化和极化效应, 因此电介质结构本身就可以作为低损的磁负介质<sup>[14]</sup>, 与等效介电系数为负的金属结构组合<sup>[15]</sup>, 或者直接将两种介电系数不同的电介质球或两个大小不同的电介质块组合<sup>[16,17]</sup>, 使组元的磁共振和电共振频率重合, 满足等效介电系数和磁导率同时为负就可以实现左手性能. 最近, Gaillot 等<sup>[18]</sup>和 Lin 等<sup>[19]</sup>又分别提出了基于电介质的太赫兹波段隐身衣和梯度透镜, Zhao 等人则提出用温度调节电介质块的共振位置, 实现对负磁导率的频率范围调节<sup>[20]</sup>.

\* 国家自然科学基金 (批准号: 10974183) 和航空科学基金 (批准号: 2008ZF55006) 资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: ejliang@zzu.edu.cn

从上述研究不难发现,在电磁波作用下电介质结构单元激发出的某些特定模式是实现电磁超介质的前提和基础,因此深入研究电介质结构的共振模式对电介质电磁超介质的设计和制备具有重要的意义.电介质共振器的电磁性能受到其几何形状、尺寸大小、本身的介电性能以及周期等因素的影响.已报道的研究结果中,电介质基元通常为具有较高结构对称性的球状、立方体、截面为圆形或正方形的电介质柱,电磁响应不依赖入射偏振或受其影响较小.因此,电介质共振器由于几何结构变化引起的电磁性能各向异性并没有引起人们的注意,结构单元形状变化带来的共振模式的改变也未见报道.本文,我们基于截面为矩形的电介质柱,研究截面长宽比例变化对电介质柱电磁共振模式的影响,发现截面长宽比例存在一个特殊值,低于和高于此特殊位置时电介质柱电磁模式激发顺序不同.研究进一步揭示截面为长方形的电介质柱可以通过改变入射波偏振配置实现对同一模式的频率位置调控.

## 2. 计算方法

计算采用的电介质柱共振器的周期单元及其结构参数定义如图1所示,周期单元尺寸为 $3\text{ mm} \times 3\text{ mm} \times 3\text{ mm}$ ,其中电介质柱横截面的长度 $a$ 为变量,变化范围 $0.5\text{ mm} - 1.6\text{ mm}$ ,横截面宽度和柱高固定为 $b = 0.5\text{ mm}$ 和 $c = 3\text{ mm}$ ,电介质柱周围为空气.计算采用全波有限元方法<sup>[21,22]</sup>,电场方向沿电介质柱的轴向( $z$ 轴),在垂直电磁波传播方向设置电边界和磁边界,在波传播方向设置波端口来模拟平面电磁波垂直入射到无限大的单层周期结构时的散射情况,相当于在实验中将电介质柱的周期结

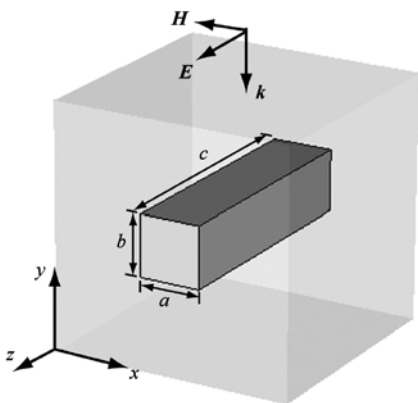


图1 电介质柱共振器结构单元模型

构放置于平板波导之中,且电介质柱与波导界面接触良好.电介质柱之间的间隔足够大,以忽略相互作用.电介质柱的相对介电系数设为 $\epsilon_r = 600$ .

为了验证电介质柱电磁超介质的负折射性能,可以将电介质柱共振器排列成楔形棱镜结构,模拟斯涅耳定律(Snell law)实验.模拟负折射传输所用的楔形结构被置于两个完美电壁之间,侧面设置吸收边界.构筑楔形结构时,在 $x$ 轴和 $y$ 轴方向各排列九个周期结构单元, $x$ 方向每增加一个单元, $y$ 方向就减少一个单元来构造楔形结构的斜面,对应的楔角为 $45^\circ$ .

## 3. 结果与讨论

### 3.1. 横截面长宽比例变化引起的响应模式转变

当电介质柱的共振模被激发时,散射最小,吸收最大,此时反射系数出现极小值.电介质柱共振器具有多个共振模式,在反射系数( $S_{11}$ 参数)曲线上表现出若干个极小值.本文仅关注在低频位置首先被激发的第一和第二共振, $\omega^-$ 和 $\omega^+$ .长度相同( $c = 3\text{ mm}$ ),横截面为正方形( $a = b = 0.5\text{ mm}$ )和长方形( $a = 1.6\text{ mm}$ ,  $b = 0.5\text{ mm}$ )的电介质柱在传播方向平行 $y$ 轴的电磁波激发下的 $S_{11}$ 参数幅值如图2(a)和(b)所示.相比横截面为正方形的电介质柱,具有长方形截面的电介质柱的共振 $\omega^-$ 和 $\omega^+$ 均发生红移.

为了探究共振 $\omega^-$ 和 $\omega^+$ 的起源,我们首先计算了截面为正方形( $0.5\text{ mm} \times 0.5\text{ mm}$ )的电介质柱在 $x-y$ 平面上的电场分量 $E_z$ 和磁场 $H$ 分布,如图2(c)所示,当共振 $\omega^-$ 激发时, $E_z$ 分布具有两个符号相反的极值点( $N = 2$ ),表明电介质内部产生平行 $z$ 轴,方向相反的电场,感生电场在电介质内部激发反向的位移电流.位移电流与波导上下壁的传导电流连接起来形成等效环形电流,产生与入射磁场方向相反的感生磁场,如对应的 $H$ 分布所示.因此磁响应发生的频段与电响应重合,利用此共振模式,电介质柱可以实现负折射<sup>[12]</sup>.当共振 $\omega^+$ 被激发时, $E_z$ 在横截面上的分布只有一个极值点( $N = 1$ ),此时电介质柱相当于一个电偶极子,围绕电偶极子,感生磁场分布在电介质内部呈涡流状.

对于截面为长方形( $1.6\text{ mm} \times 0.5\text{ mm}$ )的电介质柱,当共振 $\omega^-$ 被激发时, $x-y$ 平面上的电场分量

$E_z$  沿  $x$  轴方向出现三个极值点 ( $N=3$ ), 位于中间的极值点和两侧的极值点符号相反, 对应的感生电场激发的位移电流在  $x-z$  平面上形成两个循环方向相反的回路, 产生的感生磁场分布在  $x-y$  平面上类似一对反向的磁偶极子, 如图 2(d) 所示, 这与横截面为正方形时共振  $\omega^-$  对应的模式完全不同. 感到意外的是,  $E_z$  分布呈现两个符号相反极值点的情况出现在截面为长方形的电介质柱的第二个共振  $\omega^+$  上, 这时电介质内部产生方向一致的感生磁场, 电介质柱表现出较强的磁共振. 根据前文所述, 当此模式被激发时, 仅利用电介质柱就可能实现负折

射. 为了进一步验证, 我们计算了由长方形截面电介质柱 ( $1.6 \text{ mm} \times 0.5 \text{ mm}$ ) 构造的楔角为  $45^\circ$  的楔形棱镜结构在共振  $\omega^+$  被激发时的折射波束场图 (电场  $E$  分布), 如图 3 所示,  $13.8 \text{ GHz}$  的电磁波垂直棱镜底边入射, 对于棱镜斜边, 入射和出射波的传播方向位于法线 (图 3 中虚线) 的同侧, 模拟结果充分证实电磁波经过电介质柱阵列结构发生负折射现象. 为了下文阐述方便, 我们将使用电场分布的极值点数目  $N=1, 2, 3$  来表述图 2(c) 和 (d) 中对应的模式, 其中  $N=2$  对应可以实现负折射的磁共振模式, 而  $N=1, 3$  的奇次模对应电共振模式.

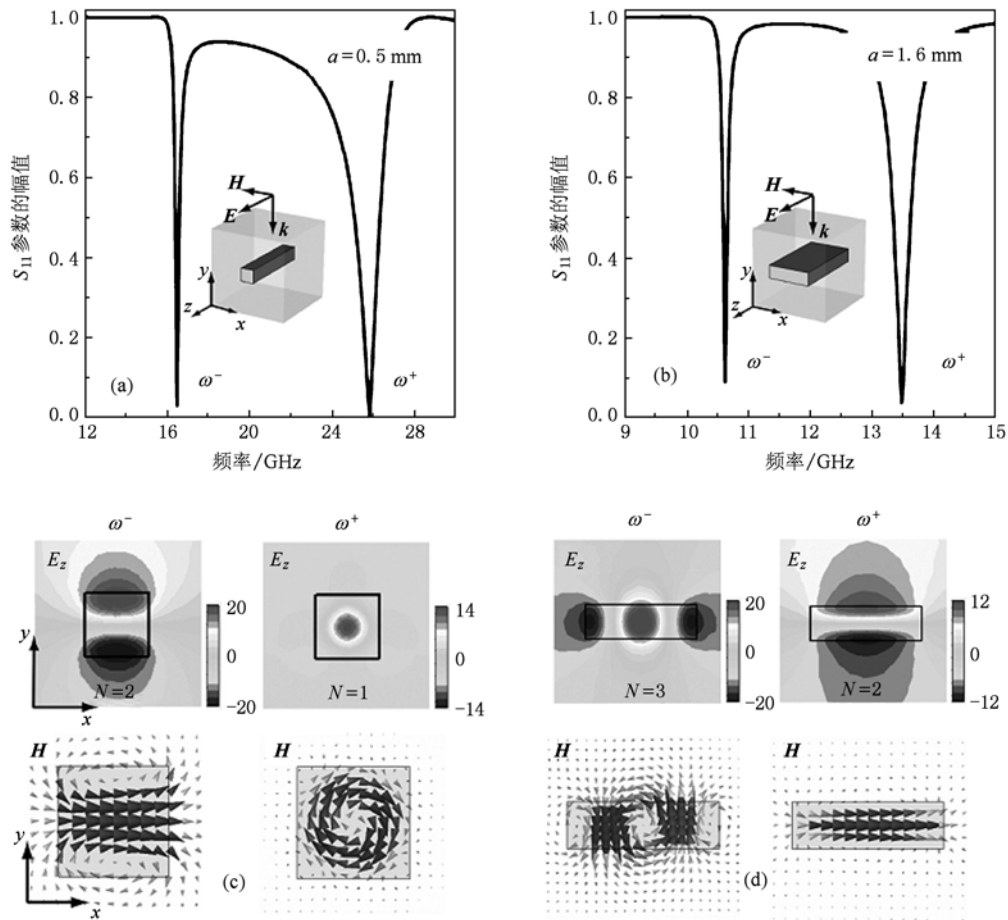


图 2 电磁波平行  $y$  轴入射时, 电介质柱的反射系数 ( $S_{11}$  参数) 随频率变化曲线以及共振  $\omega^-$  和  $\omega^+$  对应激发模式在  $x-y$  平面上的  $E_z$  和  $H$  分布 (a) 和 (c) 截面为正方形 ( $0.5 \text{ mm} \times 0.5 \text{ mm}$ ) 的电介质柱; (b) 和 (d) 截面为长方形 ( $1.6 \text{ mm} \times 0.5 \text{ mm}$ ) 的电介质柱

为了探究图 2 所揭示的电介质柱共振模式激发顺序的改变, 我们计算了横截面宽度不变, 长度  $a$  从  $0.5 \text{ mm}$  变化至  $1.6 \text{ mm}$  时, 电介质柱共振  $\omega^-$  和  $\omega^+$  的频率位置及对应场图分布. 如图 4 及其中插图所示, 随着  $a$  值的增大, 电介质柱截面由正方形变为长

宽比例逐渐增大的长方形, 共振  $\omega^-$  和共振  $\omega^+$  频率位置逐渐接近, 在  $a = 1.1 \text{ mm}$  时,  $S_{11}$  曲线上只有一个共振谷出现,  $a$  进一步增大,  $\omega^-$  和  $\omega^+$  又逐渐分离.  $E_z$  场图计算结果显示, 当  $a < 1.1$ , 横截面长宽比  $1 \leq a/b < 2.2$  时, 电介质柱共振器首先激发  $N=2$  的

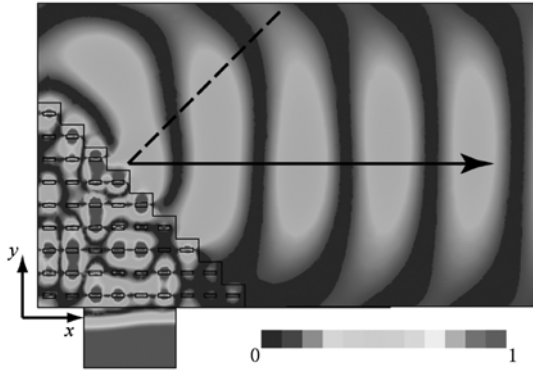


图3 13.8 GHz,由截面为1.6 mm×0.5 mm的电介质柱构成的楔形棱镜结构的负折射场图

共振模,横截面上  $E_z$  电场沿  $y$  轴方向分布有两个极值点,参看图 2(c)中的  $\omega^-$ ;而当第二个共振  $\omega^+$  发生时,随着电介质柱横截面沿  $x$  轴方向尺寸的逐渐增大,  $E_z$  电场分布的极值点数目由 1 个增加到 3 个,对应共振模式由  $N=1$  逐渐转变为  $N=3$ (参看图 2(c)和(d)中  $N=1,3$  的场图分布).当  $a > 1.1$ ,横截面长宽比  $a/b > 2.2$  时,  $N=2$  的模式出现在第二个共振  $\omega^+$  处,共振  $\omega^-$  对应模式  $N=3$ .图 4(a)清楚显示了横截面从正方形变化为长方形时,激发模式及其顺序的转变过程.截面为长方形的电介质柱存在一个横截面长宽比的转折点,使对应  $N=2$  的磁共振模式可以在第一个共振被激发也可以在第

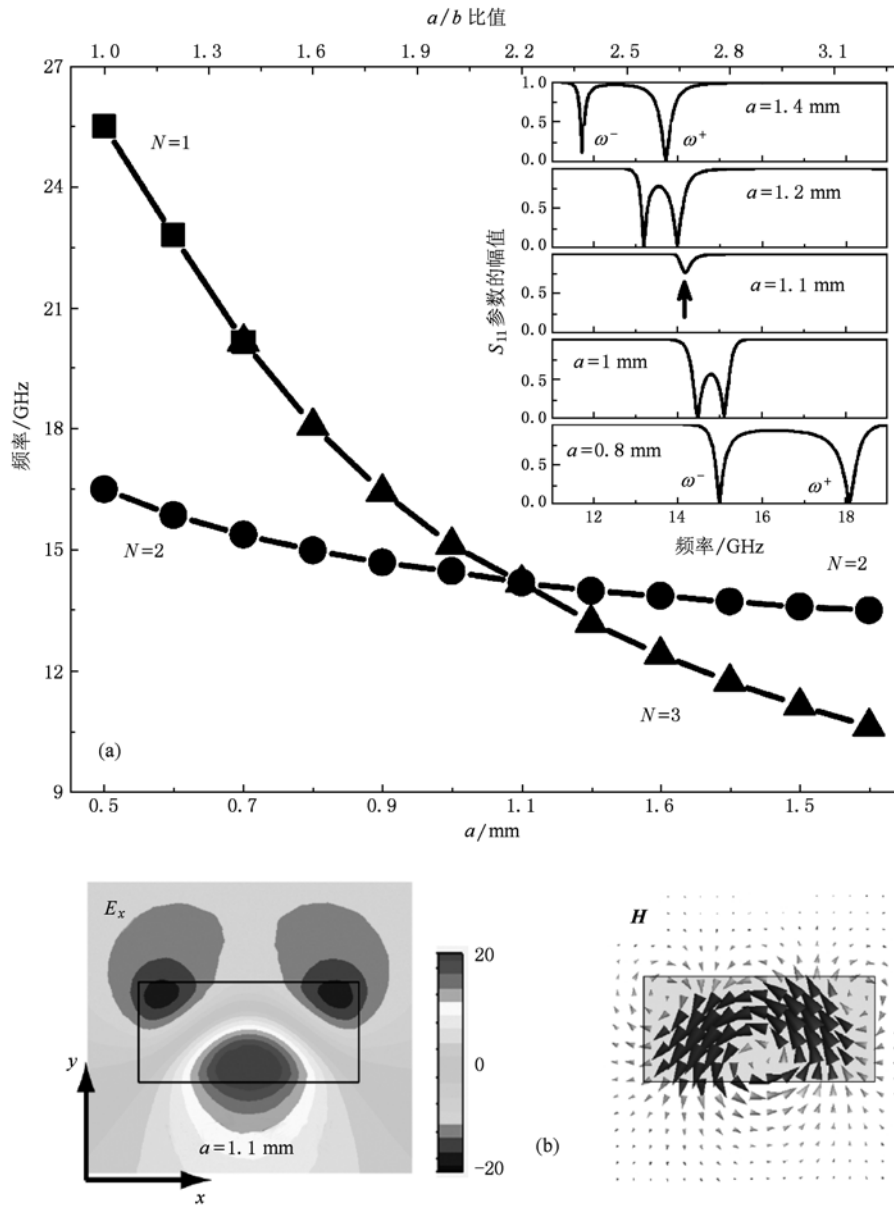


图4 (a) 电磁波沿  $y$  轴入射时,电介质柱的一次和二次共振 ( $\omega^-$  和  $\omega^+$ ) 的频率位置随横截面长度  $a$  的变化关系,其中  $\omega^-$  和  $\omega^+$  对应的共振模式  $N=1,2,3$  依次用符号  $\blacksquare, \bullet, \blacktriangle$  表示; (b)  $a=1.1$  mm,  $b=0.5$  mm 的电介质柱的共振模的  $E_z$  和  $H$  分布

二个共振被激发. 作为转折点,  $a = 1.1 \text{ mm}$  时的激发共振模的电场和磁场分布如图 4(b) 所示, 虽然此时横截面也出现 3 个  $E_z$  电场极值点, 但它们的分布与我们前面讨论的模式  $N = 3$  不同, 可以看作是由  $E_z$  极值点分布平行  $y$  轴的  $N = 2$  模式(磁模)与极值点分布平行  $x$  轴的  $N = 3$  模式(电模)的共同作用. 图 4(a) 中插图显示的  $a = 1.1 \text{ mm}$  时共振强度的明显减弱应该源自于这两个共振模的相互作用或影响, 不能形成较强的磁矩或电偶极矩与外场耦合.

进一步的研究表明, 当电介质柱的横截面积固定, 具有不同长宽比的电介质柱的激发模式同样表现出如图 4(a) 所示的演变规律. 例如  $a \times b = 0.36 \text{ mm}^2$  不变, 正方形截面的电介质柱 ( $0.6 \text{ mm} \times 0.6 \text{ mm}$ ) 在低频首先激发  $N = 2$  模, 其次出现  $N = 1$  模; 随着长宽比  $a/b$  值的增加,  $N = 1$  模转变为  $N = 3$  模, 并且  $\omega^-$  和  $\omega^+$  逐渐靠近,  $a/b \approx 2.2$  附近仍然是激发模式演变的转折点; 随着  $a/b$  值进一步增大, 低频的  $\omega^-$  共振激发  $N = 3$  模, 高频  $\omega^+$  共振激发  $N = 2$  模.

### 3.2. 激发偏振方向改变引起的响应模式转变

上面我们研究了电磁波平行  $y$  轴入射, 改变电介质柱横截面的长度  $a$ , 对激发电磁共振模式的影响. 下面的计算我们仍选用长度  $c$  和横截面宽度  $b$  固定, 截面长度  $a$  变化的电介质柱, 研究电磁波平行  $x$  轴入射, 电场偏振方向仍沿  $z$  轴时的电磁响应模式, 结果如图 5 所示. 实际上, 这和电磁波平行  $y$  轴入射, 固定电介质柱横截面尺寸  $a = 0.5 \text{ mm}$ , 变化尺寸  $b$  ( $0.5 \text{ mm} \leq b \leq 1.6 \text{ mm}$ ) 时的激发情况是等效的. 由图 5, 电磁波平行  $x$  轴入射时, 一次共振  $\omega^-$  始终对应  $N = 2$  的磁共振模式, 横截面沿  $x$  轴方向分布两个  $E_z$  电场极值点; 当第二个共振  $\omega^+$  发生时, 横截面上  $E_z$  电场分布的极值点数目随着  $a$  值的逐渐增大而增加, 对应共振模式由  $N = 1$  逐渐转变为  $N = 3$ , 这种奇次模间的转变和它们发生的频率位置与图 4(a) 所示电磁波平行  $y$  轴入射时的情况几乎完全一致. 为了进一步比较, 图 5 同时给出了电磁波平行  $y$  轴入射时, 磁模  $N = 2$  的激发频率随  $a$  值变化的曲线. 不难看出, 对于一个截面为长方形的电介质柱, 改变激发波的入射方向, 可以控制电介质柱特定电磁响应模式 ( $N = 2$ ) 的共振频率位置, 实现对尺寸固定的电介质共振器共振模式及频率的偏振调制.

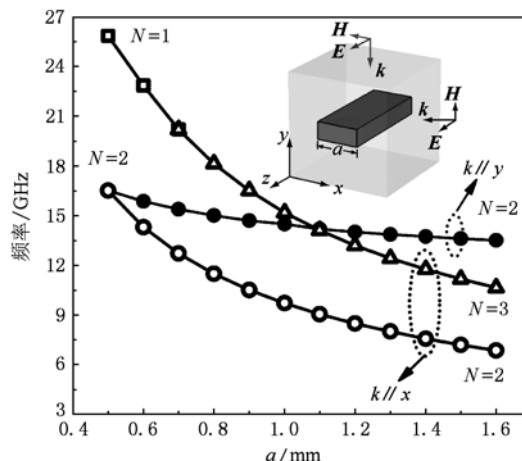


图 5 电磁波沿  $x$  轴入射时, 电介质柱一次和二次共振 ( $\omega^-$  和  $\omega^+$ ) 的频率位置随横截面长度  $a$  的变化关系曲线(黑色), 其中  $\omega^-$  和  $\omega^+$  对应的共振模式  $N = 1, 2, 3$  依次用符号  $\square, \circ, \triangle$  表示; 图中同时给出电磁波沿  $y$  轴入射时的共振模式  $N = 2$  的频率随横截面长度  $a$  的变化关系曲线(灰色  $\bullet$ )

为了进一步清晰的描述这种偏振可控的电磁响应, 我们给出了截面为  $1.6 \text{ mm} \times 0.5 \text{ mm}$  的电介质柱在电磁波沿  $x$  轴入射时的  $S_{11}$  参数曲线(图 6 中黑色实线). 与电磁波沿  $y$  轴入射时(图 2(b) 或图 6 中灰色虚线)对比, 一次共振  $\omega^-$  的频率位置由  $10.6 \text{ GHz}$  红移至  $6.85 \text{ GHz}$ , 二次共振  $\omega^+$  由  $13.5 \text{ GHz}$  红移至  $10.6 \text{ GHz}$ . 电磁波沿  $x$  轴入射激发的共振  $\omega^+$  与电磁波沿  $y$  轴入射激发的共振  $\omega^-$  频率位置重合. 比较两种入射状态下  $10.6 \text{ GHz}$  的场图(图 6(b) 中的  $\omega^+$  和图 2(d) 中的  $\omega^-$ ), 不难发现它们具有完全相同的电场和磁场分布, 电场  $E_z$  沿  $x$  轴分布三个极值点, 磁场对应一对方向相反的磁偶极子. 实际上, 电磁波沿  $x$  轴和  $y$  轴入射激发的奇次模 ( $N = 1, 3$ ) 具有几乎完全相同的电磁场分布, 这也解释了奇次模发生的频率位置在两种激发状态下几乎完全一致的原因. 在图 6(b) 中, 当一次共振  $\omega^-$  激发时,  $E_z$  沿  $x$  轴分布两个极值点, 电介质内部形成沿  $y$  方向的感生磁场, 属于  $N = 2$  的磁模, 但此时  $E_z$  极值点及  $H$  的空间分布都与波沿  $y$  轴入射时有明显的区别(图 6(b) 中的  $\omega^-$  和图 2(d) 中  $\omega^+$ ), 因此共振模  $N = 2$  在不同激发状态下的频率位置不同. 对于截面 ( $1.6 \text{ mm} \times 0.5 \text{ mm}$ ) 的电介质柱, 改变电磁波入射方向可以实现磁共振模式 ( $N = 2$ ) 激发频率从  $13.5 \text{ GHz}$  到  $6.85 \text{ GHz}$  的跳变.

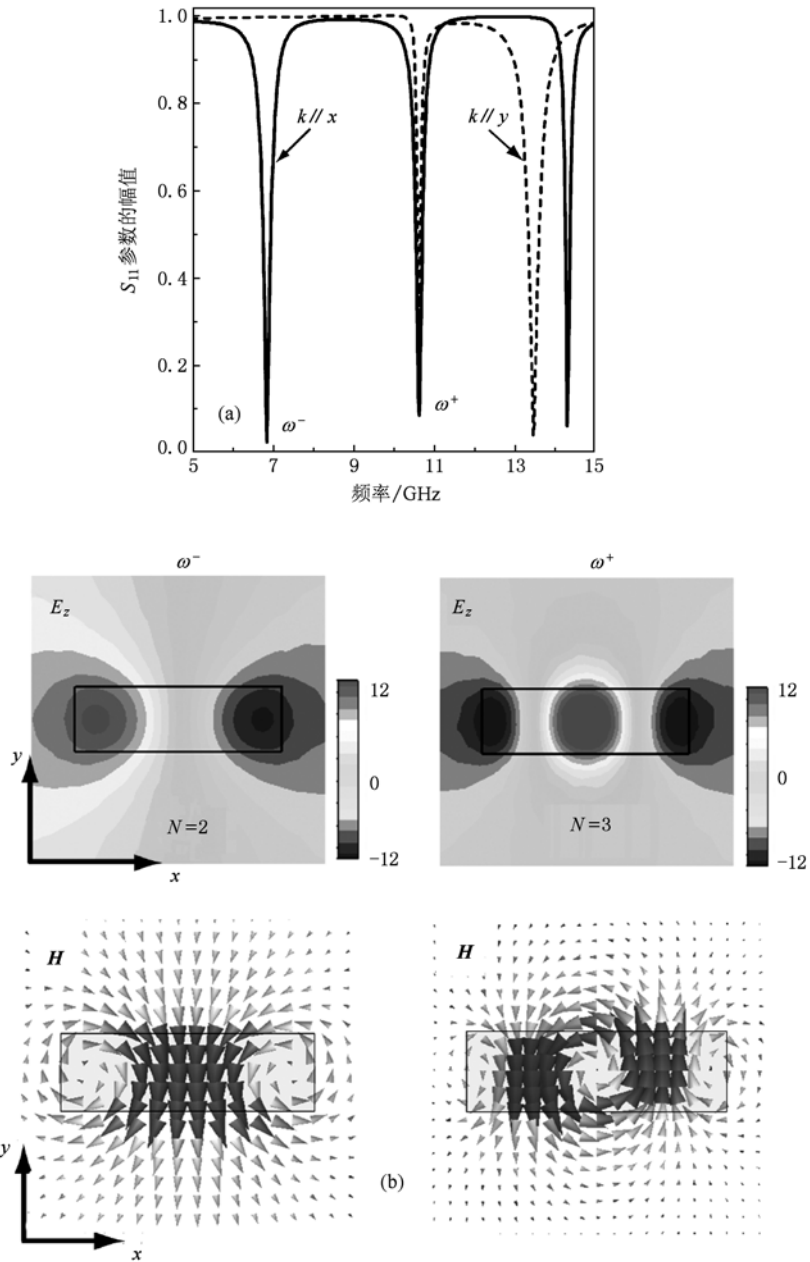


图6 (a) 截面为  $1.6 \text{ mm} \times 0.5 \text{ mm}$  的电介质柱在电磁波沿  $x$  轴(实线)或  $y$  轴入射(虚线)时的反射系数( $S_{11}$ )曲线; (b) 电磁波沿  $x$  轴入射, 共振  $\omega^-$  和  $\omega^+$  对应激发模式在  $x$ - $y$  平面上的  $E_z$  和  $H$  分布, 电磁波沿  $y$  轴入射的激发模式场图分布如图 2 (d) 所示

#### 4. 结 论

本文研究了横截面长宽具有不同比例的电介质柱的电磁响应, 发现横截面长宽比例能够影响电介质柱共振模式的激发顺序. 相对于目前研究中普遍采用的截面为正方形的电介质柱, 截面为长方形, 改变电介质柱截面长宽比可以实现共振模式的转换, 使可以实现负折射率的磁共振模式 ( $N=2$ ) 由

一次共振变为二次共振激发. 研究还证实对具有固定尺寸、截面为长方形的电介质柱共振器, 改变激发电磁波的方向可以调节磁共振发生的频率位置, 实现偏振可控的电磁响应. 由于电介质材料在构筑电磁超介质方面的独特优势和应用价值, 我们的研究可以为新颖的电介质电磁超介质的设计提供新的思路, 并为进一步发展基于电介质的电磁功能器件提供有价值的信息.

- [1] Shalaev V M 2007 *Nat. Photonics* **1** 41
- [2] Veselago G, Narimanov E E 2006 *Nat. Mater.* **5** 759
- [3] Shelby R A, Smith D R, Schultz S 2001 *Science* **292** 77
- [4] Huangfu 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
- [5] Zhou J, Koschny T, Zhang L, Tuttle G, Soukoulis C 2006 *Appl. Phys. Lett.* **88** 221103
- [6] 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]
- [7] Chen H, Ran L, Huangfu J, Zhang X, Chen K, Grzegorzczak T M, Kong J A 2004 *Phys. Rev. E* **70** 57605
- [8] 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]
- [9] 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]
- [10] Dolling G, Enkrich C, Wegener M, Soukoulis C M, Linden S 2006 *Opt. Lett.* **31** 1800
- [11] Zhou X, Fu Q H, Zhao J, Yang Y, Zhao X P 2006 *Opt. Express* **14** 7188
- [12] Peng L, Ran L, Chen H, Zhang H, Kong J A, Grzegorzczak T M 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 157403
- [13] Kim J, Gopinath A 2007 *Phys. Rev. B* **76** 115126
- [14] Popa B, Cummer S 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 207401
- [15] Seo B, Ueda T, Itoh T, Fetterman H 2006 *Appl. Phys. Lett.* **88** 161122
- [16] Ahmadi A, Mosallaei H 2008 *Phys. Rev. B* **77** 045104
- [17] Lai Y, Chen C, Yen T 2009 *Opt. Express* **17** 12960
- [18] Gaillot D P, Croenne C, Lippens D 2008 *Opt. Express* **16** 3986
- [19] Lin X Q, Cui T J, Chin J Y, Yang X M, Cheng Q, Liu R P 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 131904
- [20] Zhao Q, Du B, Kang L, Zhao H, Xie Q, Li B, Zhang X, Zhou J, Li L, Meng Y 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 051106
- [21] Ding P, Liang E J, Hu W Q, Zhou Q, Zhang L, Yuan Y X, Xue Q Z 2009 *Opt. Express* **17** 2198
- [22] Ding P, Liang E J, Zhang L, Zhou Q, Yuan Y X 2009 *Phys. Rev. E* **79** 016604

# Selectable electromagnetic response modes and negative refraction in rectangular dielectric metamaterials<sup>\*</sup>

Ding Pei<sup>1)2)</sup> Zhou Qiang<sup>1)</sup> Hu Wei-Qin<sup>1)</sup> Cai Gen-Wang<sup>1)</sup> Liang Er-Jun<sup>1)†</sup>

1) (*School of Physical Science & Engineering and Key Laboratory of Materials Physics of Ministry of Education of China, Zhengzhou University, Zhengzhou 450052, China*)

2) (*Department of Mathematics & Physics, Zhengzhou Institute of Aeronautical Industry Management, Zhengzhou 450015, China*)

(Received 6 April 2010; revised manuscript received 8 July 2010)

## Abstract

Dielectric resonator is a kind of important building block for metamaterials. Here, we numerically investigated the resonance modes excited in the dielectric resonator whose cross section has different ratios of the length to width. It is found that the cross-sectional aspect ratio has great influence on the excitation sequence of the resonance modes. The magnetic resonance mode is firstly excited for the aspect ratio smaller than 2.2, whereas it is excited at the second resonance for the ratio larger than 2.2. As the turning point, i. e. with the aspect ratio of 2.2, the magnetic mode cannot be achieved. The calculations also show that the magnetic resonance can be tuned by adjusting the direction of the incident electromagnetic wave, thus achieving the polarization control of electromagnetic response. This study provides valuable information for the design and research of novel dielectric-based metamaterials.

**Keywords:** dielectric resonators, metamaterials, resonance

**PACS:** 41.20.Jb, 78.20.Ci, 42.25.Fx, 73.20.Mf

---

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grand No. 10974183) and the Aviation Science Foundation (Grand No. 2008ZF55006).

<sup>†</sup> Corresponding author. Email: ejliang@zzu.edu.cn