



论文

BST 负折射特性实验验证

孙永志^{①*}, 孙玉峰^②, 冉立新^①, 王伟光^①, 彭亮^①, 陈秋林^①

① 南京电子设备研究所, 南京 210007;

② 济南职业学院机械制造系, 济南 250103

*E-mail: nanshen01@126.com

收稿日期: 2009-10-05; 接受日期: 2010-06-23

国家高技术研究发展计划(编号: 2007AA701)和国家自然科学基金(批准号: 60531020)资助项目

摘要 对钛酸锶钡 $\text{Ba}_x\text{Sr}_{(1-x)}\text{TiO}_3$ ($0 < x < 1$) (BST) 柱阵列异向介质棱镜的负折射进行了实验验证. 实验结果表明, 该 BST 柱构成的三维异向介质的负折射特性不依赖于柱体的排列周期, 而是 BST 柱自身的谐振造成了电磁波在该棱镜中的负折射. BST 柱排列周期仅对二次负折射的强度产生影响. 例如: 周期阵列的 BST 柱异向介质棱镜的斜边是阶梯状时, 因具有光栅结构, 使得在该斜边上发生的二次负折射被增强; 随机阵列的 BST 棱镜的斜边不具有光栅结构, 观察到的二次负折射就比较弱. 采用等效介质理论的仿真结果与我们的实验结果符合较好.

关键词 钛酸锶钡, 棱镜折射, 异向介质, 负折射, 等效介质理论

PACS: 41.20.Jb, 84.40.Ba, 52.25.Jm

钛酸锶钡 $\text{Ba}_x\text{Sr}_{(1-x)}\text{TiO}_3$ ($0 < x < 1$) (BST) 是一种新型的铁电陶瓷材料, 它是通过将 SrTiO_3 和 BaTiO_3 两种铁电陶瓷材料按照不同比例进行固溶形成. 铁电材料 BST, 具有相当快速的极化响应速度^[1], 其典型值为 10^{-10} s; BST 材料的相对介电常数随 Ba 和 Sr 的混合比例 x 和外界温度的变化而变化, 可以从几十到几万; 同时 BST 陶瓷材料的介电常数在外加静电场时由于其极化能力被降低而呈现出下降的电可调特性^[2~5]. 鉴于上述独特的电磁特性, BST 陶瓷备受关注, 尤其是在异向介质研究领域.

异向介质作为当前电磁领域的热点课题, 其实现与应用受到人们的广泛关注. 异向介质的研究在理论、实验和应用等方面均已取得了巨大的进展, 然而, 该研究的进一步深入却受到了很大的制约: 由于

金属材料的色散效应, 广泛应用于微波频段的金属结构谐振器异向介质, 不再适用于太赫兹及以上波段; 金属谐振器也限制了异向介质的三维实现. 为了克服上述制约因素, 由钛酸锶钡 $\text{Ba}_x\text{Sr}_{(1-x)}\text{TiO}_3$ (BST) 铁电陶瓷构成的三维谐振器的异向电磁特性研究成为世界关注的焦点.

目前关于 BST 报道较多的主要集中在两个方面: 一方面是关于利用 BST 来制作移相器的报道^[6,7]; 另一方面是关于 BST 陶瓷的介电特性研究^[8~14]. 关于“随机排列”的 BST 陶瓷柱或颗粒“异向特性”的研究以及引起 BST“异向”特性的原因, 目前为止未见相关的报道. 本文将对 BST 陶瓷柱在“周期性排列”和“随机排列”两种情况下的负折射特性进行实验验证, 进而分析导致 BST 陶瓷负折射特性的因素.

1 三维 BST 柱阵列介质

为了验证三维的 BST 柱阵列异向介质在 TE 波照射下具有“异向”电磁特性, 我们采用实验的方式观测电磁波束在周期排列和随机排列 BST 柱阵列介质中的 Snell 折射现象. 在实验中采用的 BST 材料为 $\text{BST}_{0.5}$, 其中在微波频段内的介电常数根据制作工艺稍有变化, 但一般在 600 附近^[2,3]. 通常 $\text{BST}_{0.5}$ 为粉末状, 因此常被制作成薄膜. 在我们的实验中, 通过热压技术将 $\text{BST}_{0.5}$ 制作成一个 BST 块, 并将其切割成长条形的小柱, 请见图 1(a). 长条状 BST 小柱的尺寸为 $1\text{ mm} \times 1\text{ mm} \times 10\text{ mm}$. 为了观察电磁波在三维 BST 柱阵列介质中的 Snell 折射, 我们采取 Shelby 等人^[15]提出的棱镜折射法见图 1(b).

2 BST 异向特性的实验验证

将上述三维 BST 小柱插入一块由泡沫材料构成的基板中以构成介质棱镜, 由于泡沫材料在低频下的相对介电常数近似为 1, 因此可忽略其对介质棱镜折射率产生的影响. 首先将 BST 小柱进行周期排列, 阵列周期为 3 mm 、棱镜顶角为 18.4° , 如图 2(a)所示. 将该棱镜放入平板波导系统中以测量电磁波在其中的负 Snell 折射. 由于 BST 柱只有 10 mm 长, 我们将浸入盐水的湿纸巾填充在 BST 柱与平板波导壁之间以保证平板波导上下金属壁与 BST 柱的两端具有良好的电气连接.

实验测得的负折射功率分布如图 2(b)所示, 可以

看到在 7 GHz 频率附近有强的负折射发生. 同时, 我们可注意到在两个不同的负角度上都有比较强的功率出射在频率为 7.2 GHz 时, 对应的两个负出射角度为 -20° 和 -67° , 由此我们可估算出 BST 柱异向介质在该频点处的折射率大约为 -1.08 . 在该折射率下, 由 Snell 定律决定的由于阻抗不匹配而造成的第二出射角为 -63° .

为了验证电磁波在该介质中的负折射现象是由 BST 柱的个体谐振效应造成的, 我们再次设计了一个采用 BST 柱随机阵列构成的异向介质棱镜, 其阵列单元尺寸具有从 $1.5\sim 4\text{ mm}$ 随机分布的特性, 棱镜顶角为 22° , 如图 3(a)所示. 实测的功率分布图如图 3(b). 可以看到, 在 7 GHz 频率附近仍然具有强的负折射发生, 并且伴随二次折射. 在 7.2 GHz 频率处两个主要的出射波束的偏角为 -21° 和 -63° , 由此可知该异向介质在此频率点处的折射率大约为 -0.96 . 通过 Snell 定律, 可以计算出对应于阻抗不匹配棱镜的第二出射角为 -61° .

综合上面两种不同 BST 柱阵列异向介质棱镜的负折射实验结果, 可得到下面的结论: BST 柱构成三维异向介质的负折射特性不依赖于柱体的排列周期, 是由 BST 柱自身的谐振造成的.

3 等效介质理论分析 BST 柱阵列的负折射特性

采用经典的 Maxwell-Garnett 等效介质理论来描述 BST 柱阵列的负折射特性.

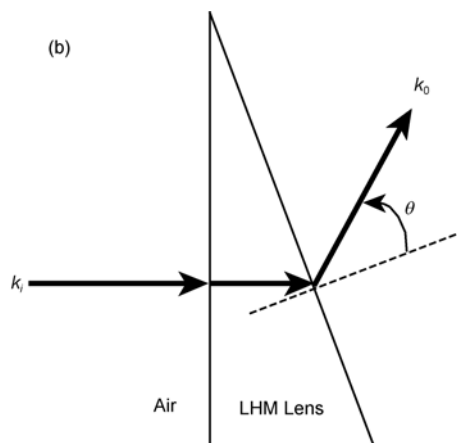


图 1 BST 小柱和棱镜折射法示意图

(a) 通过热压技术并切割成长条状的 BST 小柱, 尺寸为: $1\text{ mm} \times 1\text{ mm} \times 10\text{ mm}$; (b) Shelby 提出的棱镜折射法示意

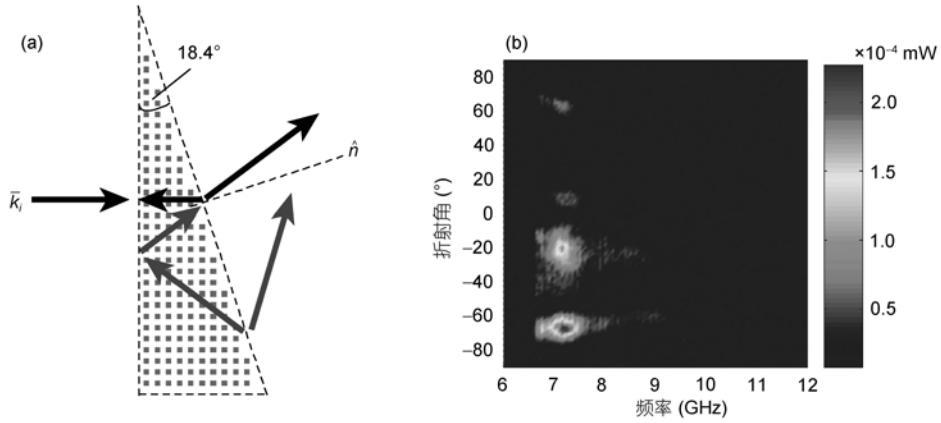


图 2 棱镜顶角和实验测得的负折射功率分布图

(a) 周期 BST 介质小柱阵列构成的棱镜; (b) 实验实测功率出射分布图

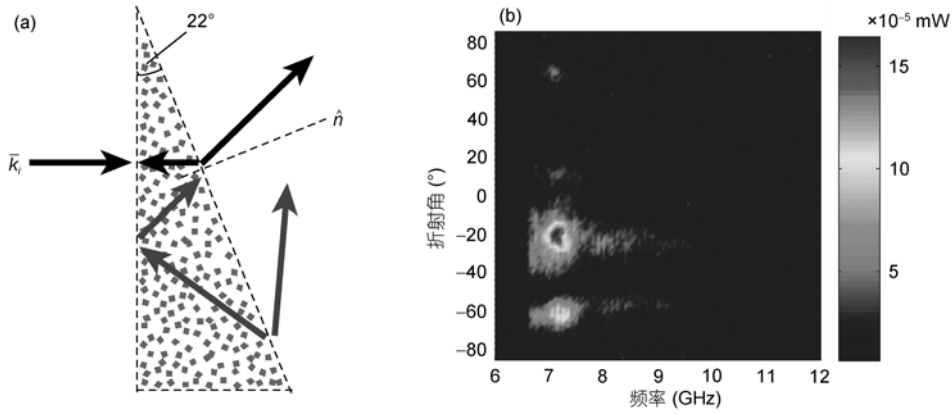


图 3 小柱阵列构成的棱镜和功率出射分布图

(a) 随机 BST 介质小柱阵列构成的棱镜; (b) 实验实测功率出射分布图

3.1 等效介质的 Maxwell-Garnett 理论

假设体积 V 中包含 N 个物质颗粒, 所有颗粒的介电常数都为 ϵ_i , 外形大小都相同而且均匀分布在体积 V 中, 如图 4 所示. 当颗粒尺寸非常小时, 不同颗粒之间和颗粒内部的电场都可被当作是均匀的.

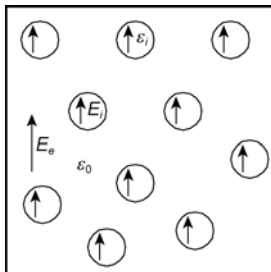


图 4 由同种颗粒组成的均匀混合介质

我们假定颗粒内部电场均为 $\bar{E}_i$, 外部电场为 $\bar{E}_e$, 颗粒体积为 Δv , 则等效介电常数为

$$\epsilon_{\text{eff}} = \frac{\epsilon_0 \bar{E}_e (1-f) + f \epsilon_i \bar{E}_i}{\bar{E}_e (1-f) + f \bar{E}_i} = \frac{\epsilon_0 (1-f) + f \epsilon_i A}{(1-f) + f A}, \quad (1)$$

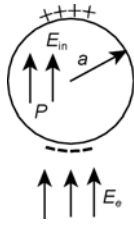
其中 $f = N \Delta v V^{-1}$ 表示所有颗粒在复合介质中的体积分数, 而 $A = \bar{E}_i / \bar{E}_e$ 代表颗粒内外电场的幅度比值. 再考虑如图 5 所示的介质小球的散射.

介质小球在低频电磁波照射时, 其内部场几乎是均匀的. 根据瑞利散射理论有

$$\bar{E}_{\text{in}} = \frac{3\epsilon_0}{\epsilon_i + 2\epsilon_0} \bar{E}_e, \quad (2)$$

因此 $A = 3\epsilon_0(\epsilon_i + 2\epsilon_0)^{-1}$, 将其代入(1)式中, 可以得到

$$\epsilon_{\text{eff}} = \epsilon_0 + 3f\epsilon_0 \frac{\epsilon_i - \epsilon_0}{\epsilon_i + 2\epsilon_0 - f(\epsilon_i - \epsilon_0)}, \quad (3)$$

图 5 半径为 a 的介质小球被外加电场 $\bar{E}_e$ 照射

简化为

$$\frac{\varepsilon_{\text{eff}} - \varepsilon_0}{\varepsilon_{\text{eff}} + 2\varepsilon_0} = f \frac{\varepsilon_i - \varepsilon_0}{\varepsilon_i + 2\varepsilon_0}. \quad (4)$$

这就是 Maxwell-Garnett 混合介质模型方程. (3) 式代表了最基本的混合介质概念: 当 $f=0$ 时, $\varepsilon_{\text{eff}} = \varepsilon_0$; 而当 $f=1$ 时, $\varepsilon_{\text{eff}} = \varepsilon_i$.

3.2 等效介质理论分析 BST 阵列的负折射特性

采用上述 Maxwell-Garnett 等效介质理论来分析 BST 柱阵列的负折射特性. 首先考虑 BST 柱为周期排列的情况, 其中阵列单元为固定大小, 如图 6 所示.

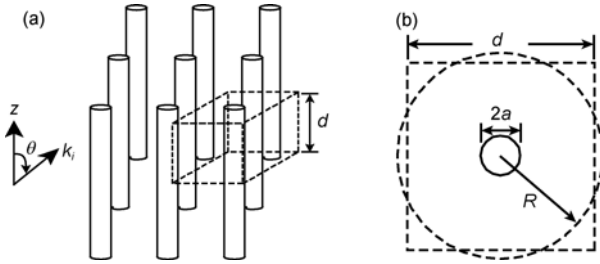


图 6 入射电磁波照射到 BST 介质柱阵列上(a)和阵列单元等效积分区域的转换(b)

BST 柱周围空间的场包括入射场 $\bar{E}_i$ 和柱体的散射场 $\bar{E}_s$ 以及内部场 $\bar{E}_{\text{int}}$. 由于在整个 BST 柱阵列中传播的等效电磁波的电磁场量是由 BST 柱谐振器外部的场量所决定的, 所以, 每个阵列单元中的等效电场应该是该单元中, BST 柱外部所有电场的整体平均:

$$\langle \bar{E}_{\text{eff}} \rangle = \frac{1}{V} \oint_{V''} (\bar{E}_i + \bar{E}_s) dV, \quad (5)$$

其中 $V = d^3$ 为阵列单元的体积, 而 V'' 则表示体积 V 中除掉 BST 柱体所占区域的剩余体积. 阵列单元中的总体电位移应该由两部分组成: 一部分是 BST 柱外部自由空间中的电位移, 另一部分则是 BST 柱内

部的电位移. 因此, 单个阵列单元中的平均等效电位移为

$$\langle \bar{D}_{\text{eff}} \rangle = \frac{1}{V} \left[\oint_{V'} \varepsilon_p \varepsilon_0 \bar{E}_{\text{int}} dV + \oint_{V''} \varepsilon_0 (\bar{E}_i + \bar{E}_s) dV \right]. \quad (6)$$

由于圆柱坐标系是轴对称的, 而二维对称阵列的阵列单元通常都不是完全轴对称的, 因此(5)和(6)式中的积分一般只能利用数值方法来完成. 但考虑到: BST 柱和阵列单元的尺寸比自由空间中的波长和阵列中的等效波长都小很多, 在每个阵列单元中分布的等效电场不会有非常剧烈的变化; 另外如果 BST 柱构成的是具有统计意义下二维对称性的随机阵列, 其阵列单元不会是某个特定形状, 而且随机排列会造成所有单元的等效区域为一个圆柱形. 因此我们可以采取在一个等效的圆柱状体积元 $\tilde{V}$ 中的积分来取代原本在体积元 V 内的积分以得到平均等效电场 $\langle \bar{E}_{\text{eff}} \rangle$ 和平均等效电位移 $\langle \bar{D}_{\text{eff}} \rangle$ 的近似解析表达.

等效圆柱体积元 $\tilde{V}$ 的横截面分布见图 6(b). 在图中, 我们对一实际的正方形阵列单元进行了等效, R 为等效圆柱状体积元的底面半径, 一般可选 $R = d/\sqrt{\pi}$.

当 TE 极化入射波(其电场幅度大小为 1)沿垂直于周期排列的 BST 柱异向介质的轴向传播时, 电场只有 z 分量而总体磁场只有 y 方向分量, 因此周期排列的 BST 柱异向介质的等效介电常数和等效磁导率为

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\text{eff},z}(d) &= \langle D_{\text{eff},z}(d) \rangle / \langle E_{\text{eff},z}(d) \rangle; \\ \mu_{\text{eff},y}(d) &= \langle B_{\text{eff},y}(d) \rangle / \langle H_{\text{eff},y}(d) \rangle. \end{aligned} \quad (7)$$

随机阵列的 BST 柱异向介质中, 每个阵列单元的尺寸具有一定的随机分布. 假定阵列单元的尺寸 d 在区间 $[d_{\min}, d_{\max}]$ 上具有分布密度函数为 $f(k)$ 且 $\int f(k)dk = 1$, 则整个随机排列 BST 柱阵列的等效介电常数和等效磁导率可以如下计算:

$$\varepsilon_{\text{eff},j} = \int_{d_{\min}}^{d_{\max}} \varepsilon_{\text{eff},j}(k) f(k) dk, \quad (8)$$

其中 $j = x, y, z$. $\varepsilon_{\text{eff},j}(k)$ 和 $\mu_{\text{eff},j}(k)$ 表示阵列单元尺寸为 k 的周期阵列所具有的等效介电常数和等效磁导率. 如果我们假设 $f(k) = 1/(d_{\max} - d_{\min})$ 即单元尺寸在区间上呈平均分布, 而实验中的 BST 柱随机阵列异向介质单元尺寸具有从 1.5~4 mm 随机分布的特性,

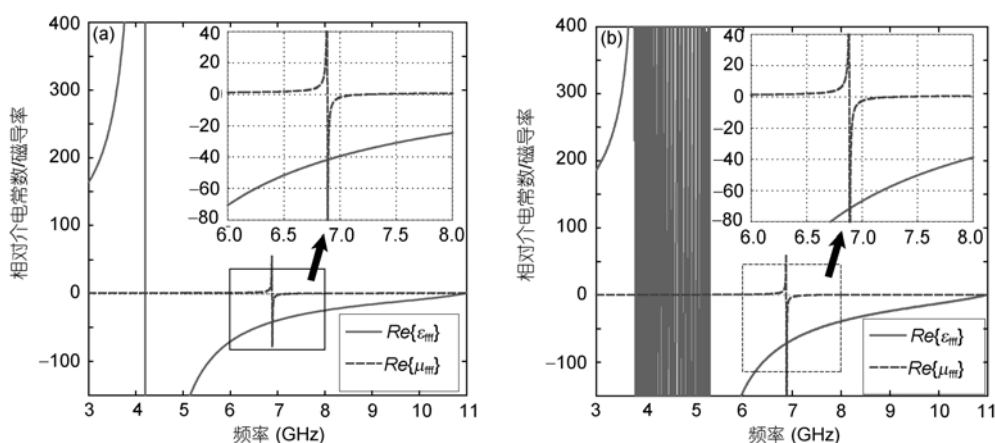


图7 周期排列 BST 柱阵列的等效介电常数和磁导率(a)($d=3$ mm)及随机排列 BST 柱阵列的等效介电常数和磁导率(b) ($d_{\min}=1.5$ mm, $d_{\max}=4$ mm)

则 $d_{\min}=1.5$ mm, $d_{\max}=4$ mm.

通过(7)和(8)式计算得到 TE 极化时, 周期排列的 BST 柱异向介质和随机阵列 BST 异向介质的等效介电常数和等效磁导率, 如图 7 所示.

从图 7 可以看出: TE 波照射时, 无论是周期阵列的 BST 柱异向介质还是随机阵列的 BST 柱异向介质, 在 7 GHz 附近的等效介电常数和等效磁导率同时为负. 因此, 在这个频率范围内, 周期排列和随机排列两种情况下的 BST 柱异向介质都具有明显的负折射特性, 采用等效介质理论较好地解释了我们的实验结果.

4 结论

从上述负折射实验结果和理论分析结果, 可得

到下面的结论: 无论是周期排列的 BST 柱异向介质还是随机排列的 BST 柱异向介质, 都在 7 GHz 附近具有明显的负折射特性, 这是由 BST 柱自身的谐振造成的. 周期排列的 BST 柱异向介质棱镜斜边是阶梯状, 此时具有光栅效应, 因此会观察到在该斜边上发生的二次折射是增强的; 而 BST 柱随机阵列异向介质棱镜的斜边近似为一条线, 不具有光栅结构, 因此观察到的二次折射比较弱. 由此可见, BST 陶瓷具有明显的异向电磁特性, 是 BST 柱自身的谐振造成了负折射现象. 采用等效介质理论的仿真结果与我们的实验结果符合较好.

此外, 这种三维的 BST 柱不依赖于金属, 损耗小, 结构简单而易于做小, 是异向介质设计领域的重要发展方向之一.

参考文献

- 1 Smolensky G A. Ferroelectrics and Related Materials. New York: Academic Press, 1981
- 2 Delprat S, Ouaddari M, Vidal F, et al. Voltage and frequency dependent dielectric properties of BST-0.5 thin films on alumina substrates. IEEE Microw Wirel Compon Lett, 2003, 13(6): 211—213
- 3 Ouaddari M, Delprat S, Vidal F, et al. Microwave characterization of ferroelectric thin-film materials. IEEE Trans Microw Theory Tech, 2005, 53(4): 1390—1397
- 4 Suhrman P M, Jackson T J, Koutsonas Y, et al. On-wafer microwave characterization of ferroelectric thin film phase shifters. In: Microw Symp Digest, IEEE MTT-S International 1(6-11), 2004. 265—268
- 5 Jia Q X, Park B H, Gibbons B J, et al. Dielectric response and structural properties of TiO_2 -doped $\text{Ba}_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{TiO}_3$. Appl Phys Lett, 2002, 81(1): 114—116
- 6 Zhao Z, Wang X, Choi K, et al. Ferroelectric phase shifters at 20 and 30 GHz. IEEE Trans Microw Theory Tech, 2007, 55(2): 430—437
- 7 Velu G, Blary K, Burgnies L. A $310^\circ/3$. 6-dB K-band phase shifter using paraelectric BST thin films. IEEE Microw Wirel Compon Lett, 2006, 16(2): 87—89

- 8 Carlso M, Rivkin V, Parilla P A. Large dielectric constant ($\epsilon/\epsilon_0 > 6000$) $\text{Ba}_{0.4}\text{Sr}_{0.6}\text{TiO}_3$ thin films for high-performance microwave phase shifters. *Appl Phys Lett*, 2000, 76(14): 1920—1922
- 9 Lee S Y, Tseng T Y. Electrical and dielectric behavior of MgO doped $\text{Ba}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{TiO}_3$ thin film on Al_2O_3 substrate. *Appl Phys Lett*, 2002, 80(10): 1797—1799
- 10 Wang Y G, Reeves M E, Kim W J. Uniaxial dielectric anisotropy in $\text{Ba}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{TiO}_3$ films studied by evanescent-probe microscopy. *Appl Phys Lett*, 2001, 78(24): 3872—3874
- 11 Cole M W, Nothwang W D, Hubbard C. Low dielectric loss and enhanced tenability of $\text{Ba}_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{TiO}_3$ based thin films via material compositional design and optimized film processing method. *J Appl Phys*, 2003, 93(11): 9218—9225
- 12 Saha S, Krupanidha S B. Large reduction of leakage current by graded-layer La doping in $(\text{Ba}_{0.5}, \text{Sr}_{0.5})\text{TiO}_3$ thin films. *Appl Phys Lett*, 2001, 79(1): 111—113
- 13 Wu L, Wu S, Chang F C, et al. DC field dependence of dielectric constant and loss factor of Al_2O_3 -doped barium strontium titanate for application in phased array antennas. *J Mater Sci*, 2000, 35(23): 5945—5950
- 14 Chang W, Sengupta L C. MgO-mixed $\text{Ba}_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{TiO}_3$ bulk ceramics and thin films for tunable microwave applications. *J Appl Phys*, 2002, 92(7): 3941—3946
- 15 Shelby R A, Smith D R, Schultz S. Experimental verification of a negative index of refraction. *Science*, 2001, 292(6): 77—79

Experimental verification on negative refraction of BST

SUN YongZhi^{1*}, SUN YuFeng², RAN LiXin¹, WANG WeiGuang¹, PENG Liang¹
& CHEN QiuLin¹

¹ Nanjing Electronic Equipment Institute, Nanjing 210007, China;

² Department of Mechanical Manufacturing, Jinan Vocational College, Jinan 250103, China

The negative effect of prism made of the $\text{Ba}_x\text{Sr}_{(1-x)}\text{TiO}_3$ ($0 < x < 1$) metamaterial columns is verified by experimental results. Experimental results show that the negative refraction properties of three-dimensional metamaterial made of BST columns are not dependent on the cycle arrangement of BST columns, but the resonance of BST columns itself causes the negative refraction of electromagnetic waves in the BST prism. The cycle arrangement of BST columns only effects the intensity of second negative refraction. For example, the second negative refraction on the hypotenuse of BST prism with periodic arrays is enhanced by ladder-like hypotenuse with a grating structure; while the prism hypotenuse of BST with random arrays is not a grating structure, and the secondary negative refraction that observed is relatively weak. The simulating results of effective media theory are consistent with our experimental results.

$\text{Ba}_x\text{Sr}_{(1-x)}\text{TiO}_3$ (BST), prism refraction, metamaterial, negative refraction, effective media theory

PACS: 41.20.Jb, 84.40.Ba, 52.25.Jm