

文章编号:1004-4213(2010)02-0301-6

# Meta 材料谐振行为的因果性研究\*

杨锐<sup>1</sup>, 谢拥军<sup>1,†</sup>, 王瑞<sup>1</sup>, 杨晓东<sup>1</sup>, 王元源<sup>1</sup>, 刘志刚<sup>2</sup>

(1 西安电子科技大学 天线与微波技术国家重点实验室, 西安 710071)

(2 四川九洲电器集团有限责任公司, 四川 绵阳 621000)

**摘要:**分析了横电磁波作用下开口谐振环双各向异性 Meta 材料, 揭示了虚波数引起 Meta 材料谐振行为的事实. 利用 Floquet 模将开口谐振环周期性结构的场分布展开, 从电磁波传播角度得出了凋落模是引起 Meta 材料谐振行为的原因. 对于来自自主平面上的入射波, 具有相同极化方式的 Floquet 透射模将发生谐振, 并且电谐振和磁谐振将随着入射角的不同而改变.

**关键词:** 开口谐振环; Meta 材料; 谐振行为

**中图分类号:** TN011

**文献标识码:** A

**doi:** 10.3788/gzxb20103902.0301

## 0 引言

本世纪以来, 人工复合材料在固体物理、材料科学、光学和应用电磁学领域内获得了愈来愈广泛的青睐. 尤其, 含有开口谐振环(Split Ring Resonator, SRR)结构的 Meta 材料更是引起了各国学者的高度关注<sup>[1-10]</sup>.

SRR 由两个同心金属开口环组成, 因为结构上的非对称性, Meta 材料对于入射场的电磁响应除了电耦合, 磁耦合之外, 还存在磁电耦合, 构成了双各向异性材料<sup>[11-12]</sup>. 所以, SRR 结构相对于入射波的摆向需要特别注意, 否则, Meta 材料的电磁响应将非常复杂. Smith 等研究了具有对称和非对称 SRR 结构的 Meta 材料的电磁特性<sup>[13]</sup>, Varadan 等则对 SRR 的开口方向进行了分析<sup>[14]</sup>, Aydin 等考虑了无序 SRR 结构对 Meta 材料磁谐振的影响<sup>[15]</sup>, 而 Gay-Balmaz 等则对 SRR 结构单元间的耦合效应进行了计算<sup>[16]</sup>. 迄今为止, 大量的分析模型已经用于研究 Meta 材料的传输特性<sup>[17-19]</sup>, 对于 SRR 的参量设计也日趋详尽<sup>[20-21]</sup>, 但现有研究还难以统一解释各种不同摆向 SRR 结构 Meta 材料的谐振行为. 需要指出的是, Meta 材料并不简单代表特异的电磁特性, 更多的却是反映了人们对电磁波的掌控能力. 而 Meta 材料的谐振行为更是研究该材料及其应用的根本所在, 所以充分地分析各种不同摆向下 Meta 材料的电磁响应并给出物理解释至关重要.

本文首先通过对横电磁波 (Transverse Electromagnetic Wave, TEM) 作用下 SRR 双各向异性 Meta 材料的解析分析, 揭示了虚波数引起 Meta 材料谐振行为的事实, 对不同摆向 SRR 结构的谐振特性做出了统一的物理解释. 接着, 将 SRR 周期性结构的场分布利用 Floquet 模展开, 从电磁波传播角度得出了凋落模是引起 Meta 材料谐振行为的原因, 有力的证明了解析分析的正确性. 数值计算表明, 对于来自自主平面 ( $XoZ$  或  $YoZ$  面) 上的垂直或平行极化的入射波, 具有相同极化方式的 Floquet 透射模将发生谐振, 并且磁谐振和电谐振将随着入射角的不同而改变.

## 1 Meta 材料谐振行为的解析分析

考虑到磁电耦合效应, SRR 双各向异性 Meta 材料可用式(1)描述

$$D = \epsilon_0 (\bar{\epsilon} \cdot E + Z_0 \bar{\kappa} \cdot H) \quad (1a)$$

$$B = \mu_0 \left( -\frac{1}{Z_0} \bar{\kappa}^T \cdot E + \bar{\mu} \cdot H \right) \quad (1b)$$

式中  $Z_0 = \sqrt{\mu_0 / \epsilon_0}$ ,  $\bar{\epsilon}$ ,  $\bar{\mu}$  和  $\bar{\kappa}$  均为张量, 在如图 1 的坐标下可表示为<sup>[8-9]</sup>

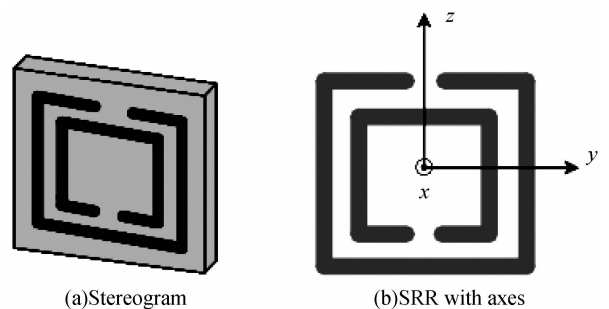


图 1 Meta 材料中 SRR 结构单元  
Fig. 1 SRR unit cell in metamaterials

\* 国家自然科学基金 (60771040) 和重点实验室基金 (9140C0704060804) 资助

† Tel: 18811050261

Email: yjxie@xidan.edu.cn

收稿日期: 2008-12-10

修回日期: 2009-04-02

$$\epsilon_{xx} = 1, \epsilon_{xy} = a + \frac{b\omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)}, \epsilon_{zz} = a \quad (2a)$$

$$\mu_{xx} = 1 + \frac{c\omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)}, \mu_{yy} = 1, \mu_{zz} = 1 \quad (2b)$$

$$\kappa_{yx} = -\frac{id\omega_0\omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)} \quad (2c)$$

$\omega_0$  为谐振频率,  $a, b, c, d$  由 SRR 的几何参量决定. 对于其它摆向的 SRR,  $\bar{\epsilon}, \bar{\mu}$  和  $\bar{\kappa}$  需要相应的坐标变化. 引入归一化的磁场  $h = Z_0 H$ , 结合式(1)和(2), 对于无源场, 从麦克斯韦旋度方程可以得到

$$-i\nabla' \times h = \bar{\epsilon} \cdot E + \bar{\kappa} \cdot h \quad (3a)$$

$$i\nabla' \times E = \bar{\kappa}^T \cdot E + \bar{\mu} \cdot h \quad (3b)$$

式中  $\nabla' = \nabla/k_0$ , 假定入射波沿正  $z$  轴方向传

播  $exp(-i\beta z')$ , 其中  $\beta = k_z/k_0$  为  $z$  方向的归一化波数, 则对于图 2(a) 的情况, 即磁场垂直穿过 SRR 平面, 而电场与 SRR 开口平行, 可以得到

$$(\kappa_{yx} + \beta)h_x = -\epsilon_{yy}E_y \quad (4a)$$

$$(\kappa_{yx} - \beta)E_y = \mu_{xx}h_x \quad (4b)$$

此时, TEM 波的归一化波数为

$$\beta^2 = \mu_{xx}\epsilon_{yy} + \kappa_{yx}^2 \quad (5)$$

可以看出, 对于单负参量情况 ( $\mu_{xx} < 0$  或  $\epsilon_{yy} < 0$ ), 和双负参量质情况 ( $\mu_{xx} < 0$  和  $\epsilon_{yy} < 0$ ) 时,  $\mu_{xx}\epsilon_{yy} + \kappa_{yx}^2 < 0$  将可能成立, 从而得到虚波数. 这意味着入射场将随离激励源的距离增加而指数衰减, 从而导致了 Meta 材料谐振现象的发生.

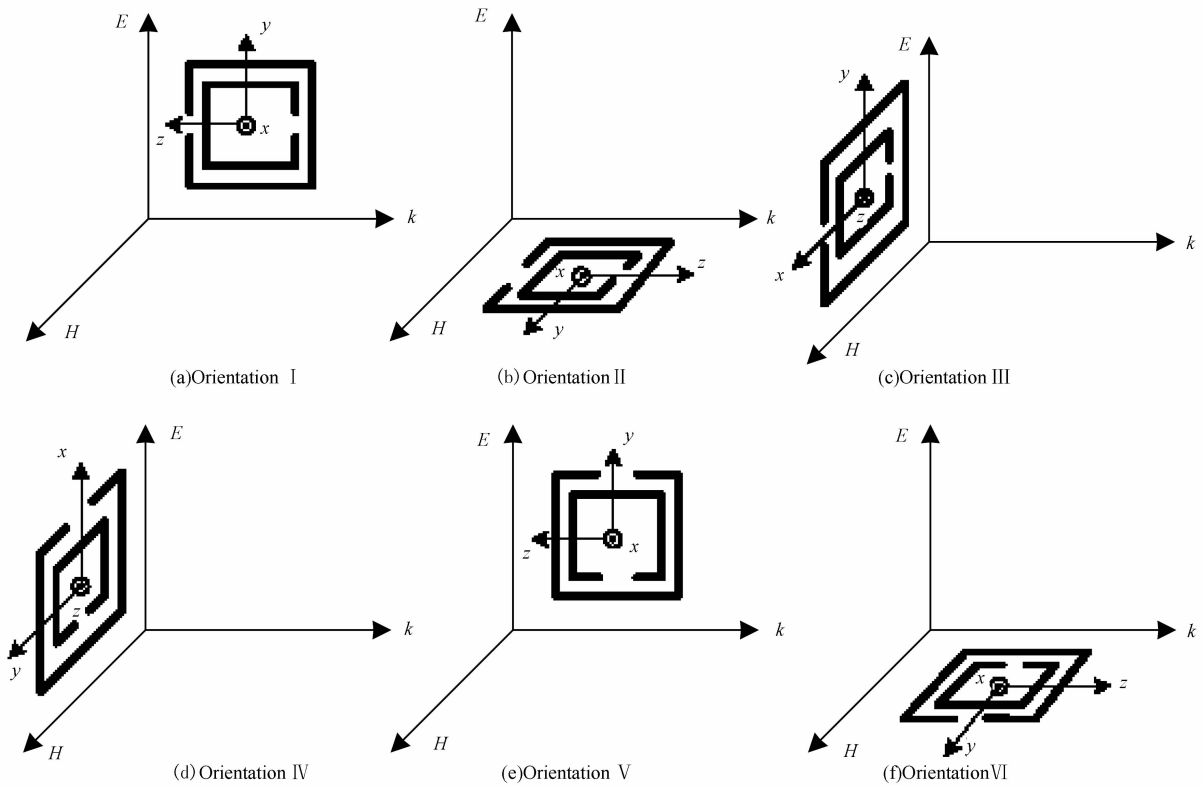


图 2 六种不同摆向的 SRR 结构  
Fig. 2 Six orientations of SRR

同样对于图 2(b) 情况, 即电场垂直穿过 SRR 平面, 而磁场与 SRR 开口平行得到

$$\beta h_y = E_x \quad (6a)$$

$$\beta E_x = h_y \quad (6b)$$

此时, TEM 波的归一化波数为

$$\beta^2 = 1 \quad (7)$$

这意味着在这种 SRR 摆向下, Meta 材料不会发生谐振.

通过类似的推导, 对于图 2(c) 可以得到  $\beta^2 = \epsilon_{yy}\mu_{xx}$ , 其中  $\epsilon_{yy} = a + \frac{b\omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)}$ ,  $\mu_{xx} = 1$ . 所以当  $\epsilon_{yy} < 0$  时, 将出现谐振. 对于图 2(d),  $\beta^2 = \epsilon_{xx}\mu_{yy}$ , 其中  $\epsilon_{xx} = a, \mu_{yy} = 1$ , 故不会出现谐振. 对于图 2(e),  $\beta^2 =$

$\epsilon_{xx}\mu_{yy}$ , 其中  $\epsilon_{yy} = a, \mu_{xx} = 1 + \frac{c\omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)}$ , 所以当  $\mu_{xx} < 0$  时出现谐振. 而对于图 2(f),  $\beta^2 = \epsilon_{xx}\mu_{yy}$ , 其中  $\epsilon_{xx} = 1, \mu_{yy} = 1$ , 故不会出现谐振.

## 2 Meta 材料谐振行为的 Floquet 模分析

考虑图 3 的 Meta 材料, SRR 结构单元结构沿着  $x$  和  $y$  方向周期排列. 因为空间电磁场满足周期性边界条件时的解由一组 Floquet 模表达, 所以对于 Meta 材料, 其散射场  $E_S$ , 透射场  $E_T$  可以表示为

$$E_S(T) = \sum_{m=1}^2 \sum_{p=-\infty}^{+\infty} \sum_{q=-\infty}^{+\infty} R_{mpq} (B_{mpq}) \Psi_{mpq} \quad (8)$$

式中,  $p=q=0$  时对应 Floquet 主模,  $p$  或  $q$  不等于零时对应 Floquet 高次模.  $m=1$  时代表了 TE-

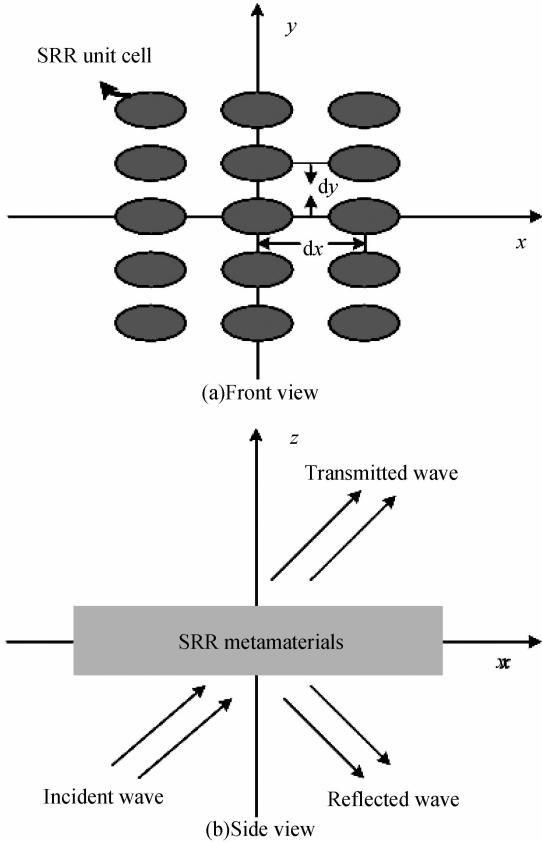


图 3 电磁波作用下的 Meta 材料  
Fig. 3 Geometry of SRR metamaterial plane with incident plane wave

Floquet 模,  $m=2$  时代表了 TM-Floquet 模.  $R_{mpq}$ ,  $B_{mpq}$  分别为空气和 Meta 材料层界面的反射系数和透射系数,  $\Psi_{mpq}$  为矢量形式的 Floquet 模并具有以下形式

$$\Psi_{1pq} = \frac{1}{(d_x d_y)^{1/2}} \left( \frac{v_{pq}}{t_{pq}} \hat{x} - \frac{u_{pq}}{t_{pq}} \hat{y} \right) \varphi_{pq} \quad \text{TE-Floquet 模} \quad (9a)$$

$$\Psi_{2pq} = \frac{1}{(d_x d_y)^{1/2}} \left( \frac{u_{pq}}{t_{pq}} \hat{x} + \frac{v_{pq}}{t_{pq}} \hat{y} \right) \varphi_{pq} \quad \text{TM-Floquet 模} \quad (10b)$$

式中

$$\varphi_{pq} = \exp(-i(u_{pq} \hat{x} + v_{pq} \hat{y} + \gamma_{pq} \hat{z})) \quad (11)$$

假设入射平面电磁波的传播常数为  $k$ , 照射方向为  $(\theta, \phi)$ , 则

$$u_{pq} = k \sin \theta \cos \phi + 2\pi p / d_x \quad (12a)$$

$$v_{pq} = k \sin \theta \sin \phi + 2\pi q / d_y \quad (12b)$$

$$\gamma_{pq} = (k^2 - t_{pq}^2)^{1/2}, \quad \text{for } k^2 > t_{pq}^2 \quad (12c)$$

$$= -i |(k^2 - t_{pq}^2)^{1/2}| \quad \text{for } k^2 < t_{pq}^2$$

式中

$$t_{pq}^2 = u_{pq}^2 + v_{pq}^2 \quad (13)$$

对于传播模 ( $\gamma_{pq}$  为正实数), Floquet 模在  $\hat{z}$  方

向只存在相位变化, 并没有幅度的衰减. 由式(12)可见, 来自异向介质的所有 SRR 单元结构在各 Floquet 模子波的传播方向上相位延迟为  $2\pi$  的整数倍, 波能够传递能量. 对于凋落模 ( $\gamma_{pq}$  为负的纯虚数), Floquet 模在  $\hat{z}$  方向没有相位变化, 但存在幅度的衰减, 从而导致传输阻带. 因为 SRR 异向介质的谐振响应通常表现为  $S_{21}$  参量的极小值, 故考虑 SRR 异向介质层的 S 参量

$$S_{11}^{mpq} = \frac{R_{mpq}(1 - T_{pq}^2)}{1 - R_{mpq}^2 T_{pq}^2}, S_{21}^{mpq} = \frac{T_{pq}(1 - R_{mpq}^2)}{1 - R_{mpq}^2 T_{pq}^2} \quad (14)$$

式中  $R_{mpq}$  为(8)中的反射系数, 有  $|R_{mpq}| \leq 1$ , 而  $T_{pq} = \exp(-i\gamma_{pq}d)$  为传输因子. 可以看出,  $S_{21}^{mpq}$  将随着传输因子  $T_{pq}$  的减小而减小. 当  $\gamma_{pq}$  变为纯虚数, 意味着电磁波将随离激励源的距离增加而指数衰减, 从而导致了  $S_{21}^{mpq}$  出现极小值, 可见 SRR 异向介质谐振响应是由 Floquet 凋落模所引起.

选择图 1 中 SRR 结构单元为  $a=3 \text{ mm}$ ,  $b=c=d=0.33 \text{ mm}$ , 介质基底  $\epsilon_r=4.8$ , 厚度为  $1.6 \text{ mm}$ . 首先考虑图 2(a) 中的 SRR 摆向, SRR 结构单元以  $dx=5.6 \text{ mm}$  和  $dy=5 \text{ mm}$  为周期排列, 方向 Meta 材料层的高度为  $3.63 \text{ mm}$ . 图 4 给出了在图 2(a) 所示 SRR 摆向下的 Meta 材料在来自  $XoZ$  面入射波

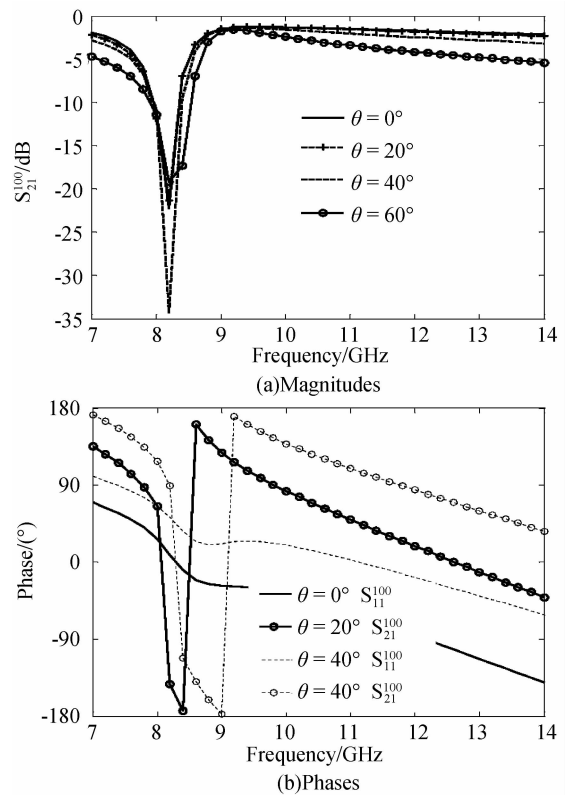


图 4 图 2(a)SRR 摆向下的 Meta 材料对于来自  $XoZ$  面垂直极化入射波 ( $\phi=0^\circ$ ) 的谐振响应  
Fig. 4 Resonance behavior of metamaterials(SRR orientation in Fig. 2(a) ) for the incident wave ( $\phi=0^\circ$ ) with E field perpendicular to the  $XoZ$  plane

( $\phi=0^\circ$ )照射下随  $\theta$  角变化的传输特性. 可以看到, 由于入射波的电场垂直入射面, 谐振现象只发生在 TE-Floquet 透射主模上. 谐振频率 8.2 GHz 基本不变, 但谐振强度随着入射角的变化有所不同. 我们知道磁场分量垂直于 SRR 平面时将引起环电流, 而这一环电流在略高于谐振频率的频段内将产生一个与  $H_\perp = H\cos\theta$  反方向的磁耦极矩, 从而最终导致负的  $\mu$ . 而对于图 2(a) 的 SRR 摆相的 Meta 材料同时还存在由平行于 SRR 开口方向的电场产生的电谐振, 从而使总的谐振强度随着入射角度的不同而变得更加复杂. 由图 4(a) 可以看出, 当  $\theta=40^\circ$  时, 谐振强度最强,  $\theta=0^\circ$  和  $\theta=20^\circ$  时总的谐振强度基本一致, 而  $\theta=60^\circ$  时, 谐振强度最弱. 另外, 随着  $\theta$  的增长, 带宽有略微的增长. 图 4(b) 给出了透射主模  $S$  参量的相位变化, 可以看到当  $\theta=0^\circ$  时,  $S_{11}$  的在谐振频点的相位为零而  $S_{21}$  相位发生突变, 此时且接近全反射, Meta 材料等效为一磁导体. 当  $\theta=40^\circ$  时, 虽然此时总的谐振强度最强, 但并不是单纯由于磁场的垂直分量引起, 所以相位并不存在上述变化.

图 5 给出了在图 2(a) 的 SRR 摆向下的 Meta 材料在来自  $YoZ$  面入射波 ( $\phi=90^\circ$ ) 照射下随  $\theta$  角变化的传输特性. 可以看到, 由于入射波的电场平行入射面, 谐振现象只发生在透射的 TM-Floquet 模上. 与图 4 相同, 谐振频率基本不变, 但谐振强度随着入射角的变化有所不同. 当  $\theta=60^\circ$  时, 谐振强度最强,  $\theta=20^\circ$  和  $\theta=40^\circ$  时总的谐振强度基本一致且谐振强度最弱, 而  $\theta=0^\circ$  时, 谐振强度居中. 另外, 随着  $\theta$  的增长, 带宽有略微的减小. 图 5(b) 给出了透射主模  $S$  参量的相位变化, 可以看到当  $\theta=0^\circ$  时, 与图 4(b) 相同, 此时 SRR 异向介质等效为一磁导体. 而当  $\theta=60^\circ$  时, 相位变化较为复杂.

表 1 图 2a 所示 SRR 摆向下的 Meta 材料在 8.2 GHz 时 TE-Floquet 透射模和 TM-Floquet 透射模的透射因子

TE-Floquet 模 $\phi=0^\circ$	$\theta=0^\circ$	$S_{11}^{100} = -0.4117 + i(-0.9080), S_{21}^{100} = -0.0614 + i(-0.0466)$	$ T  = 0.0424$
	$\theta=40^\circ$	$S_{11}^{100} = 0.7535 + i(-0.6571), S_{21}^{100} = 0.0001 + i(0.0193)$	$ T  = 0.0147$
TM-Floquet 模 $\phi=90^\circ$	$\theta=0^\circ$	$S_{11}^{200} = -0.4117 + i(-0.9080), S_{21}^{200} = -0.0614 + i(-0.0466)$	$ T  = 0.0424$
	$\theta=60^\circ$	$S_{11}^{200} = 0.6596 + i(-0.8780), S_{21}^{200} = 0.0019 + i(0.0193)$	$ T  = 0.0147$

对于图 2(c) ( $dx=3.63\text{ mm}, dy=5\text{ mm}$  以及  $1.6\text{ mm}$  的  $z$  方向 Meta 材料层的高度) 和图 2(e) ( $dx=5.6\text{ mm}, dy=3.63\text{ mm}$  以及  $5\text{ mm}$  的  $z$  方向 Meta 材料层的高度) 所示的 SRR 摆向, 图 6 给出了 Meta 材料在来自  $XoZ$  面入射波 ( $\phi=0^\circ$ ) 照射下随  $\theta$  角变化的传输特性. 可以看到对于图 2(c) 的 SRR 摆向下的 Meta 材料, 当  $\theta=30^\circ$  时, 谐振强度最强. 而对于图 2(e) 的 SRR 摆向下的 Meta 材料, 谐振强度则随着入射角的增加而减小. 对于图 2(c) 和图 2(e) 的 SRR 摆向下的 Meta 材料, 来自  $YoZ$  面入射波 ( $\phi=90^\circ$ ) 照射下 Meta 材料的谐振行为有着类似

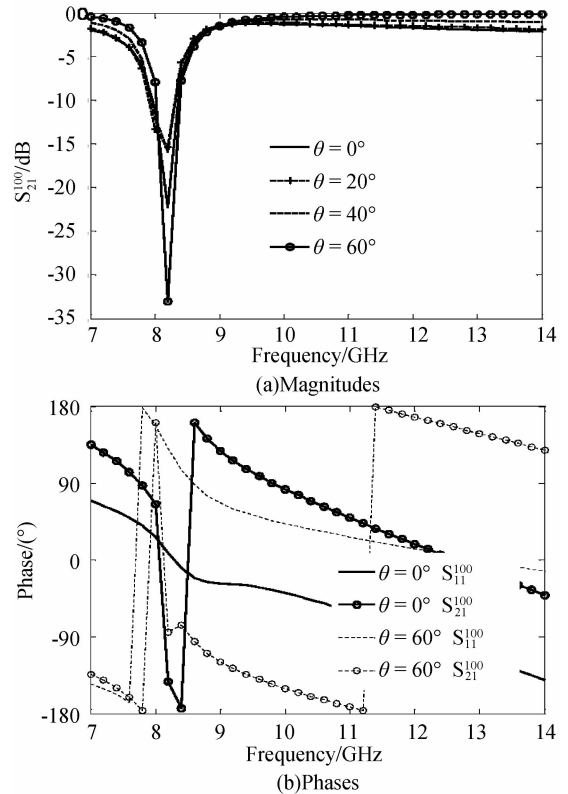
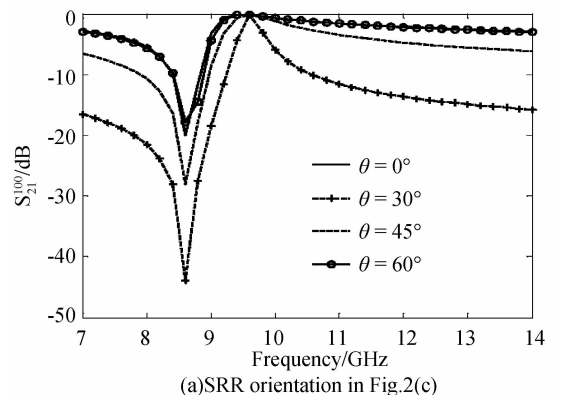


图 5 在图 2(a) 中 SRR 摆向下的 Meta 材料对于来自  $YoZ$  面平行极化入射波 ( $\phi=90^\circ$ ) 的谐振响应

Fig. 5 Resonance behavior of metamaterials (SRR orientation in Fig. 2a) for the incident wave ( $\phi=90^\circ$ ) with  $E$  field parallel to the  $YoZ$  plane

表 1 给出了图 2(a) 中 SRR 摆向下的 Meta 材料在时 TE-Floquet 透射模在  $\theta=0^\circ, \theta=40^\circ$  和 TM-Floquet 透射模在  $\theta=0^\circ, \theta=60^\circ$  时的透射因子. 可以看到  $|T|$  均远小于 1, 且谐振强度越大  $|T|$  越小, 此时调落模的作用越强烈, 从而表明 Meta 材料谐振行为是由 Floquet 调落模所引起, 与解析分析所得到的虚波数引起 Meta 材料谐振行为的结论一致.

的变化趋势.



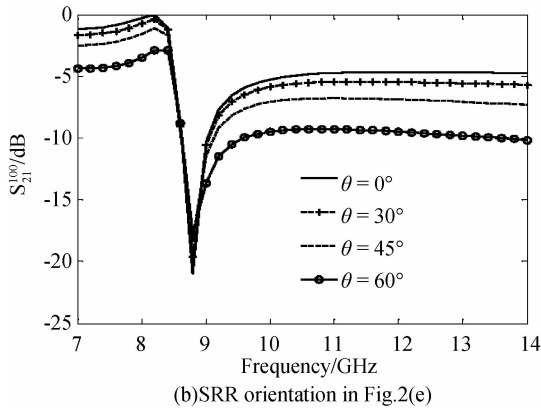


图 6 Meta 材料在来自  $XoZ$  面垂直极化入射波 ( $\phi=0^\circ$ ) 的谐振响应

Fig. 6 Resonance behavior of metamaterials for the incident wave ( $\phi=0^\circ$ ) with  $E$  field perpendicular to the  $XoZ$  plane

### 3 结论

通过对横电磁波作用下 SRR 双各向异性 Meta 材料的解析分析,揭示了虚波数引起 Meta 材料谐振行为的事实,对不同摆向 SRR 结构的谐振特性做出了统一的物理解释.接着,将 SRR 单元的场分布利用 Floquet 模展开,从电磁波传播角度得出了凋落模是引起 Meta 材料谐振行为的原因,有力的证明了解析分析的正确性.数值计算表明,对于来自主平面上的垂直或平行极化的入射波,具有相同极化方式的 Floquet 透射模将发生谐振,并且磁谐振和电谐振将随着入射角的不同而改变.需要指出的是由于现有 Meta 材料的 SRR 结构单元周期相对于其谐振波长较小,利用 Floquet 模展开时只有 Floquet 主模 ( $p=0, q=0$ ) 的会起作用,所以本文第二部分中通过对 TE-和 TM-Floquet 透射主模数值研究了 Meta 材料的谐振行为.

#### 参考文献

- [1] PENDRY J B. Negative refraction makes a perfect lens[J]. *Phys Rev Lett*, 2000, **85**(18): 3966-3969.
- [2] KONG J A. Electromagnetic waves in stratified negative isotropic media[J]. *Progress in Electromagnetic Research, PIER*, 2002, **35**: 1-52.
- [3] SHELBY R A, SMITH D R, SCHULTZ S. Experimental verification of a negative index of refraction[J]. *Science*, 2001, **292**(5514): 77-79.
- [4] YANG Li-gong, GU Pei-fu, HUANG Bi-qin, et al. Transmission characters of optical waves at the interface between LHM and RHM[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2003, **32**(10): 1225-1227.  
杨立功,顾培夫,黄弼勤,等.光波在左右手系材料界面处的传输特性[J]. *光子学报*, 2003, **32**(10): 1225-1227.
- [5] YANG Li-gong, GU Pei-fu, HUANG Bi-qin. Optical properties of a bragg mirror containing dielectric layers with negative refractive index[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2004, **33**(2): 200-203.
- [6] HE Jin-long, SHEN Lin-fang, HE Sai-ling, et al. Abnormal characteristics of guided modes in a fiber formed by a medium with negative-refractive index [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2004, **33**(11): 1327-1330.  
何金龙,沈林放,何赛灵,等.负折射率介质光纤的导模异常特性分析[J]. *光子学报*, 2004, **33**(11): 1327-1330.
- [7] WANG Xing-lin, WANG Qi, SHI Jie-long, et al. Nonlinear TE surface waves at the interface of a left-handed material[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2006, **35**(1): 69-73.  
王兴林,王奇,施解龙,等.左手系材料界面上的非线性 TE 电磁波[J]. *光子学报*, 2006, **35**(1): 69-73.
- [8] TIAN Xiu-lao. Fresnel formulate and Brewster law of optical waves in the left-handed materials[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2006, **35**(7): 1103-1106.  
田秀劳.光波在左手材料中的非涅尔公式和布儒斯特定律[J]. *光子学报*, 2006, **35**(7): 1103-1106.
- [9] DI Yue-miao, WANG Xiao-ping, XIAO Bing-gang. Characteristic analysis of surface wave sensor based on negative refractive index material[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2007, **36**(2): 328-331.  
邸岳淼,王晓萍,肖丙刚.负折射率材料用于表面波传感器的特性分析[J]. *光子学报*, 2007, **36**(2): 328-331.
- [10] SONG Lei, LI Kang, KONG Fan-min, et al. Analysis of negative refractive index materials with the PML-FDTD method[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2007, **36**(8): 1422-1425.  
宋磊,李康,孔繁敏,等. PML-FDTD 法在分析负折射率材料中的应用[J]. *光子学报*, 2007, **36**(8): 1422-1425.
- [11] MARQUES R, MEDINA F, RAFII-EL-IDRISSI R. Role of bianisotropy in negative permeability and left-handed metamaterials[J]. *Phys Rev B*, 2002, **65**: 144440.
- [12] SMITH D R, GOLLUB J, MOCK J J, et al. Calculation and measurement of bianisotropy in a split ring resonator[J]. *J Appl Phys*, 2006, **100**: 024507.
- [13] SMITH D R, SCHURIG D, MOCK J J. Characterization of a planar artificial magnetic metamaterial surface[J]. *Phys Rev E*, 2006, **74**: 036604.
- [14] VARADAN V V, TELLAKULA A R. Effective properties of split-ring resonator metamaterials using measured scattering parameters: Effect of gap orientation[J]. *J Appl Phys*, 2006, **100**: 034910.
- [15] AYDIN K, GUVEN K, KATSARAKIS N, et al. Effect of disorder on magnetic resonance band gap of split-ring resonator structures[J]. *Opt Exp*, 2004, **12**(24): 5896-5901.
- [16] GAY-BALMAZ P, MARTIN O J F. Resonances in individual and coupled split ring resonators[J]. *J Appl Phys*, 2002, **92**(5): 2929-2936.
- [17] PENDRY J B. Negative Refraction Makes a Perfect Lens[J]. *Phys Rev Lett*, 2000, **85**(18): 3966-3969.
- [18] MARTIN F, BONACHE J, FALCONE F, et al. Split ring resonator-based left-handed coplanar waveguide [J]. *Appl Phys Lett*, 2003, **83**: 4652-4654.
- [19] AZNAR F, BONACHE J, MARTIN F. Improved circuit model for left-handed lines loaded with split ring resonators

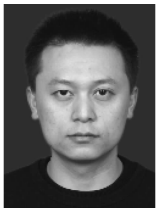
- [J]. *Appl Phys Lett*, 2008, **92**:043512.
- [20] ZIOLKOWSKI R W, Design, fabrication, and testing of double negative metamaterials[J]. *IEEE Trans Antennas Propagat*, 2003, **51**(7):1516-1529.
- [21] AYDIN K, BULU I, GUVEN K, *et al.* Investigation of magnetic resonances for different split-ring resonator parameters and designs[J]. *New J Phys*, 2005, **7**:168.

## Physical Insights into the Resonance Behavior of Metamaterials

YANG Rui<sup>1</sup>, XIE Yong-jun<sup>1</sup>, WANG Rui<sup>1</sup>, YANG Xiao-dong<sup>1</sup>, WANG Yuan-yuan<sup>1</sup>, LIU Zhi-gang<sup>2</sup>  
(1 *National Key Laboratory of Antennas and Microwave Technology, Xidian University, Xi'an 710071, China*)  
(2 *Mianyang, Sichuan 621000, China*)

**Abstract:** Bianisotropic split ring resonator (SRR) metamaterials under TEM waves are analyzed, which reveal that imaginary wave number leads to the SRR resonance. The field distribution over SRRs is expanded into Floquet modes. The metamaterial resonance is engendered by the evanescent modes. The resonance behavior happens in the transmitted modes with the same polarization as the wave incident in the main plane. And the electric and the magnetic resonances are varied with different incidence angle.

**Key words:** Split ring resonator; Metamaterials; Resonance behavior



**YANG Rui** was born in 1981. He received the Ph. D. degree in electronic engineering from Xidian University in 2008. Currently, he works as a lecturer at Xidian University, and his research interests focus on metamaterials and computational electromagnetics.