

# 层间交换耦合作用对面内单轴各向异性金属磁性三层膜微波物性的影响

刘国高<sup>1</sup>, 甘盛俊<sup>2</sup>, 陈将伟<sup>3</sup>

(1. 河海大学常州分校数理系, 江苏 常州 213022)

(2. 解放军理工大学工程兵学院, 江苏 南京 210007)

(3. 炮兵学院南京分院, 江苏 南京 211132)

[摘要] 基于 Landau-Lifshitz 方程和 Maxwell 方程组, 我们探讨了垂直入射微波在面内单轴各向异性金属磁性三层膜中的传播性质. 研究发现由于存在层间交换耦合作用, 沿膜厚度方向不均匀的激发磁场显著影响铁磁层的磁导率, 导致新颖的微波传播性质.

[关键词] 层间交换耦合, 微波传播, 面内单轴

[中图分类号] O431.1 [文献标识码] A [文章编号] 1001-4616(2008)02-0049-05

## Effects of Interlayer Exchange Coupling on Properties of Microwave Propagation in the Trilayer Metallic Ferromagnetic Films With In-Plane Anisotropy

Liu Guogao<sup>1</sup>, Gan Shengjun<sup>2</sup>, Chen Jiangwei<sup>3</sup>

(1. Department of Mathematics and Physics, Changzhou College of Hehai University, Changzhou 213022, China)

(2. Engineering Institute of Engineer Corps, People's Liberation Army University of Science and Technology, Nanjing 210007, China)

(3. Nanjing Artillery Academy, Nanjing 211132, China)

**Abstract** Based upon Landau-Lifshitz equation and Maxwell equations, we investigate properties of normally incident microwave propagation in the exchange coupled trilayer ferromagnetic films with in-plane anisotropy. It is found that due to existence of interlayer exchange coupling the inhomogenous exciting magnetic field along film thickness may significantly influence the permeability of the ferromagnetic layers. Subsequently, some novel properties of microwave propagation in the films are expected.

**Key words** interlayer exchange coupling, microwave propagation, in-plane anisotropy

在微波频段磁导率较高的面内单轴各向异性金属磁性薄膜越来越受到重视, 部分可归因于其在微波领域广阔的应用前景<sup>[1-4]</sup>. 另一方面, 作为一种磁谱特征十分丰富的色散媒质, 金属磁性薄膜中可能显现的新颖的微波物性也十分引人关注<sup>[5-8]</sup>. 电磁波在色散媒质中异常性质的研究近年来取得了显著进展<sup>[9-16]</sup>. 特别值得一提的是, 当媒质的磁导率和介电常数实部均为负时, 电磁波的电场  $E$ 、磁场  $H$  与波矢  $\text{Re}(k)$  成左手螺旋关系, 相应的媒质称为“左手材料”<sup>[9-10]</sup>. 在色散媒质中还可能出现超光速现象和慢波传播现象<sup>[11-13]</sup>, 以及电磁波的局域化现象<sup>[14]</sup>, 等等. 这些基础研究为研制一些全新器件, 如超透镜<sup>[15]</sup>、理想的隐身装置<sup>[16]</sup>等提供了必要的物理基础.

金属磁性多层膜的铁磁层间往往会存在层间交换耦合作用<sup>[17]</sup>, 已有的研究表明, 层间交换耦合作用可显著影响薄膜的磁导率<sup>[18-19]</sup>. 因此, 金属磁性多层膜的层间交换耦合作用可能作为调节微波物性的一

收稿日期: 2007-11-10

基金项目: 江苏省社会发展科技计划项目 (BG2007058), 常州市国家级高新技术开发区科技攻关项目 (XE120060408), 河海大学科技创新基金 (CC2006-02) 资助项目.

通讯联系人: 刘国高, 讲师, 研究方向: 小波分析及其应用. E-mail: lguoga@sohu.com

个因素加以考虑.

本文我们基于 Landau-L ifshitz方程和 M axw ell方程组, 探讨层间交换耦合作用对金属磁性三层膜磁导率以及垂直入射微波的传播性质的影响.

1 模型和理论

考虑如图 1所示的磁性薄膜, 铁磁层 1和铁磁层 2被很薄的非铁磁金属层隔开. 假设薄膜沿  $y -$  轴和  $z -$  轴方向均为无限大. 磁化强度矢量 $M$  和  $M_2$ 分别表示铁磁层 1和铁磁层 2的磁矩. 包括层间交换耦合能的系统能量取为<sup>[8, 18]</sup>:

$$E = \sum_i - (t_i \mu_0 H_0 \cdot M_i) - \sum_i \left[ \frac{1}{2} t_i \mu_0 H_{u2i}^{eff} \frac{M_{i\parallel}^2}{M_i} \right] + J \mu_0 M_1 \cdot M_2 - \sum_i \left[ \frac{1}{2} t_i \mu_0 (M_i \cdot e_x)^2 \right], \quad (1)$$

这里,  $H_0$ 为外磁场,  $i = 1$  (或  $2$ ) 表示厚度为  $t_1$  (或  $t_2$ ) 的第一 (或二) 铁磁层.  $M_{i\parallel}$  表示第  $i$  铁磁层磁化强度的面内分量;  $H_{u2i}^{eff}$  为与形状、表面磁晶各向异性以及应力等相关的有效场, 令其方向平行于  $z -$  轴; 小于零的  $J$  为与层间平行耦合作用相应的单位面积的交换耦合能常数; 最后一项为退磁能.

当外磁场沿  $z -$  轴正向时,  $M_1$  和  $M_2$  平行于  $z -$  轴. 假设  $M_i$  受激发场  $h_i$  ( $h_i$  远小于  $H_0 + H_{u2i}^{eff}$ ) 作用引起的  $m_i$  远小于  $M_i$ , 根据 Landau-L ifshitz方程, 线性化的磁化强度运动关系式为<sup>[8]</sup>

$$\begin{pmatrix} j\omega & \gamma_1(M_{01} + H_{eff1}) + j\omega\alpha_1 & 0 & \gamma_1 M_{01}/t_1 \\ -\gamma_1(M_{01} + H_{eff1}) - j\omega\alpha_1 & j\omega & -\gamma_1 J M_{01}/t_1 & 0 \\ 0 & \gamma_2 J M_{02}/t_2 & j\omega & \gamma_2(M_{02} + H_{eff2}) + j\omega\alpha_2 \\ -\gamma_2 J M_{02}/t_2 & 0 & -\gamma_2(M_{02} + H_{eff2}) - j\omega\alpha_2 & j\omega \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_{1x} \\ m_{1y} \\ m_{2x} \\ m_{2y} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma_1 M_{01} h_{1y} \\ -\gamma_1 M_{01} h_{1x} \\ \gamma_2 M_{02} h_{2y} \\ -\gamma_2 M_{02} h_{2x} \end{pmatrix} \quad (2)$$

其中,  $\gamma_i$  为旋磁比,  $H_{eff1} = H_0 + H_{u21}^{eff} - J M_{02}/t_1$ ,  $H_{eff2} = H_0 + H_{u22}^{eff} - J M_{01}/t_2$ . 求解 (2) 式可得  $m_1$  和  $m_2$ . 进一步地,  $i$  铁磁层的磁化率  $\chi_i$  和磁导率  $\mu_i$  为<sup>[8]</sup>:

$$\chi_i = \chi'_i - j\chi''_i = \mu_i - 1 \equiv \frac{m_i \cdot h_i}{|h_i|^2}. \quad (3)$$

简单地, 我们假设薄膜的介电常数处处相等, 由 D mde关系式表示<sup>[19]</sup>:

$$\varepsilon = \varepsilon' - j\varepsilon'' = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - j\omega/\tau}$$

其中,  $\omega_p$  为等离子振荡圆频率,  $\tau$  是弛豫时间. 本文我们取  $\omega_p/2\pi = 10^5$  GHz,  $\omega_p \tau = 100$

另一方面, 根据 M axw ell方程组, 垂直入射电磁波在膜内或者是  $E -$  偏振平面波 (满足  $k \cdot E = 0$ ), 或者是  $H -$  偏振平面波 (满足  $k \cdot H = 0$ ). 为了考察磁导率旋磁性的影响, 我们具体研究满足条件  $k \cdot E = 0$  的  $E -$  偏振平面波在薄膜中传播的性质. 计算膜内电磁波的磁场分量采用了下列转移矩阵关系<sup>[8, 19]</sup>:

$$\eta_i h_{i+} \frac{1 \pm \xi_j}{2} \exp(-jk_i t_i) - \eta_i h_{i-} \frac{1 \mp \xi_j}{2} \exp(jk_i t_i) = \pm \eta_j h_{j\pm} \quad (4)$$

这里,  $\xi_j = \eta_j/\eta_i$ ,  $\eta_j = \sqrt{1/(\gamma_j \varepsilon_j)}$ ,  $\gamma_j = \frac{\mu_{xx}}{\mu_{xx} \mu_{yy} - \mu_{xy}^2}$ ,  $k_i = k'_i - jk''_i = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_j/\gamma_j}$ , ( $i(j)$  取为  $0(1)$ ,  $1(s)$ ,  $s(2)$ , 和  $2(3)$ ).  $i = 1$  (或  $2$ ) 表示第一 (或二) 铁磁层,  $i = 0$  和  $3$  为真空,  $i = s$  为间隔层.  $h_{i+}$  (或  $h_{i-}$ ) 是前行波 (或退后波) 的磁场分量 (在铁磁层内仅计及  $y$  方向的). 在计算中, 我们分别取  $h_{0+} = 1.0$ ,  $t_0 = 0$  和  $h_{3-} = 0$ . 我们注意到, 由于磁导率的旋磁性, 与电磁波传播直接相关的磁参量是  $1/\gamma_i = \frac{\mu_{xx} \mu_{yy} - \mu_{xy}^2}{\mu_{xx}}$ .

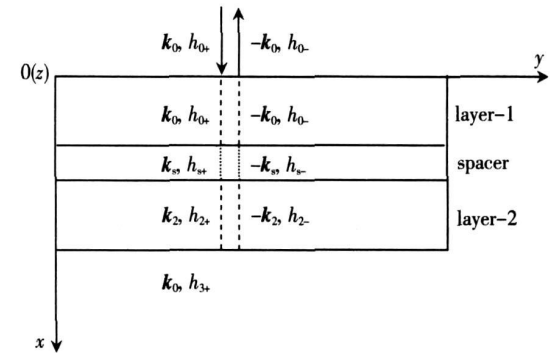
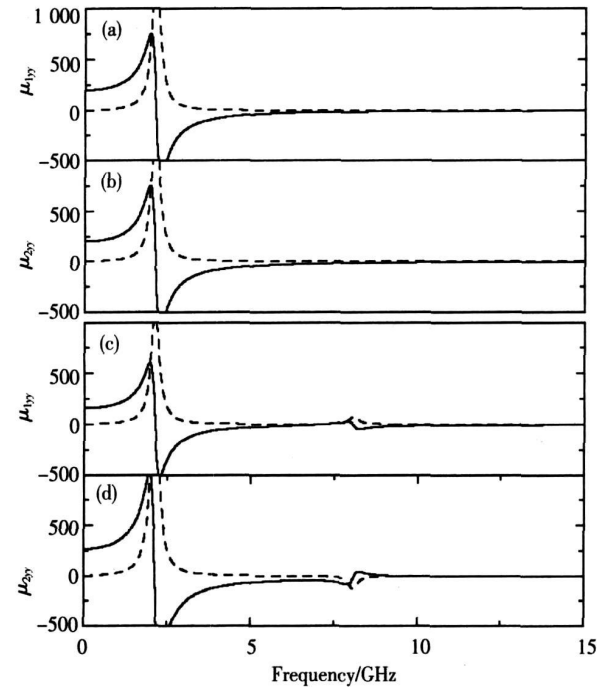


图 1 铁磁/非铁磁/铁磁三层膜及垂直入射电磁波传播示意图  
Fig.1 Schematic diagram of FM/NFM/FM trilayer film and normally incident electromagnetic wave passing from the free space through the film

由关系式 (2)、(3) 和 (4) 可见, 电磁波磁场分量和薄膜磁导率是相互关联的, 我们采用自恰方法来求解式 (2)、(3) 和 (4) 组成的方程组. 考虑到膜很薄, 沿膜厚度方向磁场强度的变化主要是由界面反射造成的, 铁磁层内磁场强度变化很小, 因此第  $i$  铁磁层的激发磁场近似地取为  $\mathbf{h}_i = \mathbf{h}_{it} + \mathbf{h}_{ir}$ .

2 计算结果及讨论

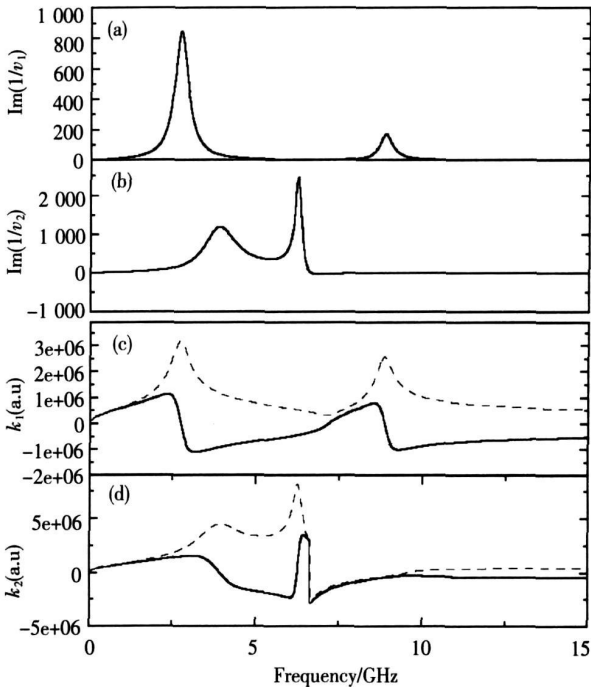
结合面内单轴各向异性金属磁性薄膜的基本特征, 我们具体计算了铁磁 / 介质 / 铁磁薄膜的磁导率和电磁波传播常数等. 一些典型的结果如图 2 至图 4 所示.



考虑电磁波被薄膜反射、吸收, 激发场沿膜厚度方向不均匀时自恰计算得到的(c)铁磁层 1 的磁导率分量  $\mu_{yy}$  和(d)铁磁层 2 的磁导率分量  $\mu_{zy}$

图 2 假设激发磁场沿膜厚度方向均匀时(a)铁磁层 1 的磁导率分量  $\mu_{yy}$  和 (b)铁磁层 2 的磁导率分量  $\mu_{zy}$

Fig.2 Assuming the exciting magnetic field to be homogeneous along the film thickness, the permeability elements of (a)  $\mu_{yy}$  for the first ferromagnetic layer and (b)  $\mu_{zy}$  for the second ferromagnetic one, respectively. Considering absorption and reflection, the exciting magnetic field is inhomogeneous along the film thickness, the obtained permeability elements of (c)  $\mu_{yy}$  for the first ferromagnetic layer and (d)  $\mu_{zy}$  for the second ferromagnetic one, respectively



电磁波在(c)铁磁层 1 中的传播常数  $k_1$  和(d)铁磁层 2 中的传播常数  $k_2$ , 实线为实部, 虚线为虚部

图 3 计算所得的磁参量(a) $\text{Im}(1/\nu_1)$ 和(b) $\text{Im}(1/\nu_2)$

Fig.3 The calculated magnetic parameters of (a)  $\text{Im}(1/\nu_1)$  and (b)  $\text{Im}(1/\nu_2)$ , respectively. (c) propagation constant  $k_1$  in the first ferromagnetic layer, and (d) propagation constant  $k_2$  in the second ferromagnetic layer, respectively. (solid lines—real parts, dashed lines—imaginary parts.)

首先我们研究层间交换耦合对铁磁层磁导率的影响. 根据面内各向异性金属磁性薄膜普遍的性质<sup>[1]</sup>, 铁磁层的有效各向异性场和磁化强度分别取为  $\gamma_1(H_0 + H_{u21}^{\text{eff}})/2\pi = \gamma_2(H_0 + H_{u22}^{\text{eff}})/2\pi = 0.15 \text{ GHz}$   $\gamma_1 M_{02} 2\pi = \gamma_2 M_{01} 2\pi = 30.0 \text{ GHz}$  薄膜各层厚度分别取为  $t_1 = t_2 = 10 \text{ nm}$  和  $t_s = 0.5 \text{ nm}$ , 单位面积的层间交换耦合能  $J$  为  $-\gamma_1 M_{02}/t_1 2\pi = -\gamma_2 M_{01}/t_2 2\pi = 0.005 \text{ GHz}$  磁损耗系数  $\alpha_1 = \alpha_2 = 0.01$  这个体系有两个共振峰, 共振频率分别为  $2.1 \text{ GHz}$  (声学模) 和  $8.1 \text{ GHz}$  (光学模). 但如果激发磁场沿膜的厚度方向是均匀的, 光学模对应的共振峰并不出现<sup>[18]</sup>, 如图 2 (a) 和 (b) 所示. 实际上, 电磁波将被薄膜的各层间界面反射、及各层内吸收, 因此其磁场分量, 亦即激发磁场沿膜厚度方向并不均匀. 由于存在层间交换耦合作用, 不均匀的激发场将影响铁磁层的磁导率. 从图 2 (c) 和 (d) 可见, 这时两个共振峰都出现了. 特别要指出的是, 图 2 (d) 中, 在光学模共振峰附近,  $\mu_{zy}$  实部和虚部的正负号随频率变化的特征和通常的情形正好相反, 这与光学模中两个磁矩的反相振动相对应<sup>[18]</sup>.

如上所述, 铁磁层与垂直入射  $E$  - 波的传播性质直接相关的磁参量是  $1/\nu_i = \frac{\mu_{xx}\mu_{yy} - \mu_{xy}^2}{\mu_{xx}}$ . 因此, 在讨

论薄膜内电磁波传播性质时, 我们直接采用参量  $1/\mathcal{U}_i = \frac{\mu_{xx}\mu_{yy} - \mu_{xy}^2}{\mu_{xx}}$ , 如图 3(a) 和 (b) 所示. 可见, 相对于磁导率  $\mu_{yy}$ ,  $1/\mathcal{U}_i$  随频率不同更富于变化. 要特别指出的是, 在图 3(b) 中, 相应于  $\mu_{yy}$  独特的符号特征, 在 6.6 GHz 至 9.5 GHz 的频率范围内, 有  $\ln(1/\mathcal{U}_2) < 0$

从左手材料的理论预言和实验证实看, 磁导率和介电常数的符号会显著影响电磁波在媒质内传播的性质. 因此, 我们预期  $\ln(1/\mathcal{U}_2) < 0$  这种异常的符号也可能显著影响微波在膜内的传播性质. 此外, 左手材料的许多反常特征基本上与其内传播的电磁波的平均 Poynting 能流与波矢方向相反的特征相关. 因此, 我们也对薄膜中微波的平均 Poynting 能流与波矢的方向关系给予特别注意. 上述两矢量间方向关系的一个简单而有效的判别方法是利用传播常数  $k = k' - jk''$  实部  $k'$  与虚部  $k''$  的符号的异同<sup>[5-6]</sup>: 当  $k'$  与  $k''$  符号相同时, 平均 Poynting 能流与波矢方向相同; 反之, 则平均 Poynting 能流与波矢方向相反. 从图 3(c) 所示的传播常数可见, 对铁磁层 1 在所有的频段,  $k''_1 > 0$  而  $k'_1$  既可能大于零, 也可能小于零. 当  $k''_1 > 0$   $k'_1 > 0$  时, 电磁波相速度方向与能流方向一致, 这是我们熟悉的情况. 而当  $k''_1 > 0$   $k'_1 < 0$  时, 电磁波相速度方向与能流方向相反, 其电场、磁场和波矢成左手螺旋关系, 铁磁层 1 成为左手材料. 对铁磁层 2, 从图 3(d) 可见,  $k'_2$  和  $k''_2$  都既可能大于零, 也可能小于零. 我们通过计算平均 Poynting 能流来初步探讨  $k''_2$  小于零的物理含义. 由 (4) 式计算得到的磁场, 我们可以方便地求出薄膜中各层中的平均 Poynting 能流<sup>[8-19]</sup>

$$\begin{aligned}\langle S_i \rangle &= \frac{1}{2} \text{Re} [ (\mathbf{e}_{it} + \mathbf{e}_{ir}) \times (\mathbf{h}_{it} + \mathbf{h}_{ir})^* ] = \\ &= \frac{1}{2} \text{Re} [ \eta_i (\mathbf{h}_{it} - \mathbf{h}_{ir}) (\mathbf{h}_{it} + \mathbf{h}_{ir})^* ] \mathbf{e}_z = \\ &= \frac{1}{2} \text{Re} (\eta_i h_{it} h_{it}^*) \mathbf{e}_z + \frac{1}{2} \text{Re} (-\eta_i h_{ir} h_{ir}^*) \mathbf{e}_z + \frac{1}{2} \text{Re} [ \eta_i 2 \text{Im} (h_{it} h_{ir}^*) ] \mathbf{e}_z = \\ &= \langle S_{it} \rangle + \langle S_{ir} \rangle + \langle S_{int} \rangle,\end{aligned}\tag{5}$$

其中,  $\langle S_{it} \rangle$  (或  $\langle S_{ir} \rangle$ ) 是前行波(或退后波)的平均 Poynting 能流,  $\langle S_{int} \rangle$  为相干项. 铁磁层 1 和铁磁层 2 底面的平均 Poynting 能流如图 4 所示. 普遍地, 有  $S_{it} > 0$   $S_{ir} < 0$  相干项  $S_{int}$  比较小, 但对总能流  $S_i$  的贡献并不小. 但是, 大致在  $\ln(1/\mathcal{U}_2) < 0$  的频率范围 (6.6 GHz 至 9.5 GHz), 我们得到了  $S_{2+} \leq 0$  (对应于  $k''_2 < 0$ ),  $S_{2-} \geq 0$  和  $S_{2int} \geq 0$  表明此时通常定义的前行波(退后波)的能流方向实际上是与原来定义的方向相反的. 但是, 由于  $S_{2-} \geq 0$  和  $S_{2int} \geq 0$  总的 Poynting 能流  $S_2$  在铁磁层 2 的底面仍然是正的, 亦即, 总的能流仍然沿着前行的方向. 因此, 所得结果不违反因果关系<sup>[20]</sup>. 最后我们指出, 在 9.5 GHz 以上很宽的频率范围内, 铁磁层 1 和 2 中传播的电磁波的相速度方向都与平均 Poynting 能流方向相反, 表明面内单轴各向异性的金属磁性薄膜是理想的宽频带左手材料.

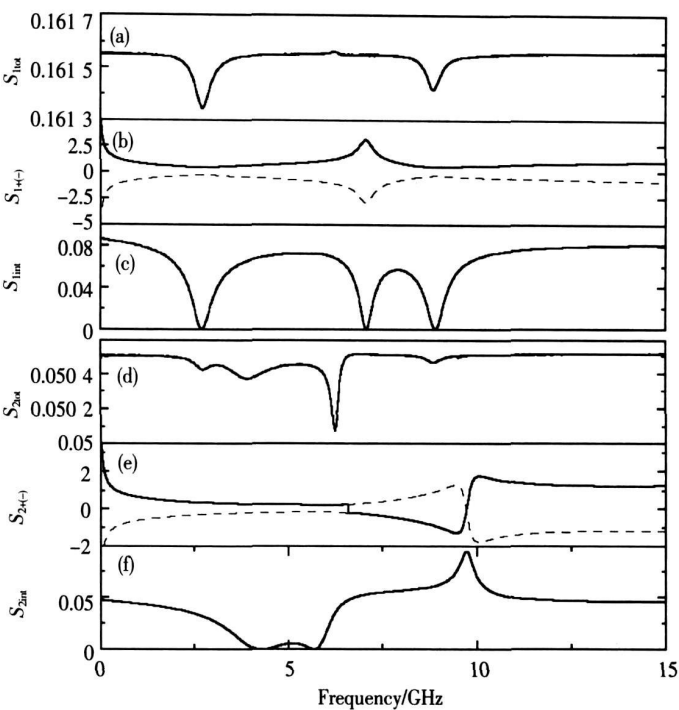


图 4 (a)铁磁层 1 底面的 Poynting 能流, 及其分量(b) $S_{1+}$ (实线),  $S_{1-}$ (虚线) 和(c)相干项  $S_{int}$ . (d) 铁磁层 2 底面的 Poynting 能流, 及其分量(e) $S_{2+}$ (实线),  $S_{2-}$ (虚线)和(f) $S_{int}$

Fig.4 The time-averaged Poynting vectors of (a) total, (b)  $S_{1+}$  for forward EMW (solid line) and  $S_{1-}$  for backward one (dashed line), and (c) interference term at bottom of the first ferromagnetic layer; time-averaged Poynting vectors of (d) total, (e)  $S_{2+}$  for forward EMW (solid line) and  $S_{2-}$  for backward one (dashed line), and (f) interference term at bottom of the second ferromagnetic layer

### 3 结论

从 Landau-Lifshitz 方程和 Maxwell 方程组出发, 我们探讨了微波在三层金属磁性薄膜内的传播性质, 预期了层间交换耦合作用可能导致的新颖的微波传播行为. 我们的工作还表明, 利用层间交换耦合作用可显著地调节金属磁性薄膜的微波物性, 面内单轴各向异性的金属磁性薄膜是理想的宽频带左手材料. 深入的理论和实验研究还有待进一步开展.

### [参考文献]

- [1] Bekker V, Seemann K, Leiste H. Development and optimisation of thin soft ferromagnetic Fe-Co-Ta-N and Fe-Co-Al-N films with in-plane uniaxial anisotropy for HF applications[J]. *J Magn Magn Mater* 2006; 296: 37-45.
- [2] Greve H, et al. Nanostructured magnetic Fe-N+Co/Teflon multilayers for high-frequency applications in the gigahertz range[J]. *Appl Phys Lett* 2006; 89: 242501.
- [3] Queisch U, et al. Domain wall induced modes of high-frequency response in ferromagnetic elements[J]. *J Appl Phys* 2006; 100: 093911.
- [4] 陆怀先. 纳米磁性材料的微波磁谱研究及应用前景[J]. *安全与电磁兼容*, 2007, 87(增刊): 30.
- [5] Pimenov A, Loidl A, Gehrke K, et al. Negative refraction observed in a metallic ferromagnet in the gigahertz frequency range[J]. *Phys Rev Lett* 2007; 98: 197401.
- [6] Chui S T, Hu L B. Theoretical investigation on the possibility of preparing left-handed materials in metallic magnetic granular composites[J]. *Phys Rev B* 2002; 65: 144407.
- [7] Wu R X, Zhang X K, Lin Z F, et al. Possible existence of left-handed materials in metallic magnetic thin films[J]. *J Magn Magn Mater* 2004; 271: 180.
- [8] Chen J W, Tang D M, Zhang B S, et al. Inhomogeneous exciting field dependence of permeability and microwave properties of trilayer ferromagnetic films with in-plane uniaxial anisotropy[J]. *J Phys Condens Matter* 2007; 19: 346227.
- [9] Veselago V G. The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of  $\epsilon$  and  $\mu$ [J]. *Sov Phys Usp* 1968; 10: 509-514.
- [10] Shelby R A, Smith D R, Schultz S. Experimental verification of a negative index of refraction[J]. *Science* 2001; 296: 77-79.
- [11] Gupta S D, Arun R, Agarwal G S. Subluminal to superluminal propagation in a left-handed medium[J]. *Phys Rev B* 2004; 69: 113104.
- [12] Winful H G. Nature of "superluminal" barrier tunneling[J]. *Phys Rev Lett* 2003; 90: 023901.
- [13] Bigelow M S, Lepeshkin N N, Boyd R W. Superluminal and slow light propagation in a room-temperature solid[J]. *Science* 2003; 301: 200-202.
- [14] Tichit P H, Moreau A, Granet G. Localization of light in a lamellar structure with left-handed medium: the light wheel[J]. *Opt Express* 2007; 15: 14961-14965.
- [15] Pendry J B. Negative refraction makes a perfect lens[J]. *Phys Rev Lett* 2000; 85: 3966-3969.
- [16] Pendry J B, Schurig D, Smith D R. Controlling electromagnetic fields[J]. *Science* 2006; 312: 1780-1782.
- [17] Gunnberg P, Schreiber R, Pang Y. Phys. Layered magnetic structures: evidence for antiferromagnetic coupling of Fe layers across Cr interlayers[J]. *Rev Lett* 1986; 57: 2442.
- [18] Zhang Z, Zhou L, Wigen P E, et al. Angular dependence of ferromagnetic resonance in exchange-coupled Co/Ru/Co trilayer structures[J]. *Phys Rev B* 1994; 50: 6094.
- [19] Zhang K Q. *Electromagnetic Theory for Electromagnetic Microwaves and Optoelectronics*[M]. Berlin: Springer, 1998.
- [20] Smith D R, Kroll N. Negative refraction index in left-handed materials[J]. *Phys Rev Lett* 2000; 85: 2933.

[责任编辑: 顾晓天]