

多层周期薄膜中静磁表面波宽度模 色散特性研究

刘颖力 张怀武 王豪才 钟智勇

(电子科技大学信息材料工程学院, 成都 610054)

(1999 年 6 月 10 日收到; 1999 年 9 月 27 日收到修改稿)

首先建立了有限宽度、具有任意参数的多层薄膜结构中的静磁表面波(MSSW)宽度模普适色散方程, 这一理论包含了利用多层薄膜控制静磁表面波色散特性的所有情形, 使研究更加符合实际. 对多周期的[(YIG/GGG)₁₀/金属层]多层膜结构窄样品中 MSSW 宽度模色散特性进行了数值计算, MSSW 在多层窄样品中的工作主模为一阶宽度模式, 多层膜的周期及参数可以有效地控制 MSSW 的色散特性, 样品宽度效应也会对色散特性产生影响.

PACC: 7530D; 7570

1 引 言

基于钇铁石榴石(YIG)单晶薄膜材料的静磁波器件是唯一能在微波频率下直接进行模拟信号处理并能与微波单片集成电路(MMIC)兼容的小型化薄膜铁氧体器件, 在通讯、雷达、电子对抗等领域具有广阔的应用前景^[1,2]. 由于静磁波具有严重的非线性色散特性, 因此制约了静磁波器件的实用化进展. 采用多层膜结构是一种控制静磁表面波(MSSW)色散特性的重要方法, 但此前的研究都基于多层膜样品横向尺寸无界的假设^[3-7], 未考虑 YIG 样品的宽度效应和层数对 MSSW 色散特性的影响. 本文将首先建立有限样品宽度、具有任意参数的多层薄膜结构中的 MSSW 宽度模普适色散方程, 针对实际中常用的[(YIG/介质)_n/金属层]多层结构研究多层窄样品的宽度效应以及层数对 MSSW 色散特性的影响. 使这一问题的研究更加符合实际, 这对 MSSW 器件的研制具有重要意义.

2 多层控制窄样品中 MSSW 宽度模的色散理论

考虑图 1(a)所示的多层膜结构, 设样品宽度为 W , 膜层厚度分别为 $t_1, t_2, t_3, t_4, \dots, t_i$, 对应的饱和磁化强度为 M_{si} (i 为层号).

根据静磁近似

$$\nabla \times \mathbf{h} = 0, \quad (1a)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{b} = 0, \quad (1b)$$

式中 A, B, C, D, E 为待定系数.

根据表面磁导率的定义^[8,9], 在表面、界面处的表面磁导率为

$$\mu_s = -j \frac{b_x}{\mu_0 h_y}. \quad (4)$$

该定义表征了磁感应强度 b 法向分量连续, 磁场强度 h 切向分量连续的边界特性, 具有界面连续性, 虽有磁导率的形式, 但其本身不具物理意义. 将(3)式代入(2)式, 并考虑到(1c), (4)式, 可得第 i 层膜上下界面的表面磁导率关系

$$\mu_{s(i-1)} = \frac{\mu_i M_i \mu_{si} ks + (\mu_{1i}^2 M_i^2 - k^2 \mu_{2i} \mu_{si} - \mu_{2i}^2 k^2) \tanh M_i t_i}{sk \mu_{1i} M_i + (\mu_{si} k^2 + k^2 \mu_{2i}) \tanh M_i t_i}, \quad (5)$$

式中 $s = k/|k| = \pm 1$, 表示静磁表面波的传输方向. 这就是任意多层控制、具有任意宽度样品中静磁表面波普适色散方程, 但仅给出了任意层的上下表面磁导率的关系. 为了确定这一色散方程, 还必须由边界条件确定出边界处的表面磁导率, 再由表面磁导率的界面连续性逐一求出各个界面的表面磁导率, 并代入任意膜层求出模型结构中静磁表面波的色散特性.

设第 i 层为接地介质层($\mu_1 = 1, \mu_2 = 0$), 上界面是接地金属层, 下界面与第 $i-1$ 层 YIG 薄膜接触. 在接地金属层界面 $b_x = 0$, 则该界面的表面磁导率

$$\mu_{s(i+1)} = 0. \quad (6)$$

将(6)式代入(5)式得

$$\mu_{s(i-1)} = (N/sk) \tanh Nt_i. \quad (7)$$

同理, 有第一层 YIG 薄膜得下界面的表面磁导率为

$$\mu_{s0} = - (N/sk) \tanh Nt_{-1}. \quad (8a)$$

在图(1)所示的结构中, $x=0$ 的表面是自由表面, 相当于 $t_{-1} \rightarrow \infty$, 此时

$$\mu_{s0} = - (N/sk). \quad (8b)$$

因此, 由(5)~(8)式构成了模型结构中的静磁表面波的普适色散方程.

对于 n 个周期的 [(YIG/介质) _{n} /金属层] 结构如图 1(b) 所示, 有 $2n$ 层膜, 当 i 为奇数时由图 1(b) 知, 该层为具有任意饱和磁化强度 M_s 的 YIG 薄膜, i 为偶数时是钆镓石榴石 (GGG) 介质膜. 介质膜中, 将 $\mu_1 = 1, \mu_2 = 0$ 代入(5)式, 可得到介质层上下表面的表面磁导率关系, 根据表面磁导率在界面的连续性, 于是得到任意多层周期薄膜中静磁表面波宽度模的色散方程

$$\begin{aligned} \mu_{s(2n-1)-1} = & \left[\mu_{1(2n-1)} M_{(2n-1)} \mu_{s(2n-1)} ks + (\mu_{1(2n-1)}^2 M_{(2n-1)}^2 \right. \\ & \left. - k^2 \mu_{2(2n-1)} \mu_{s(2n-1)} - \mu_{2(2n-1)}^2 k^2) \tanh M_{(2n-1)} t_{(2n-1)} \right] \\ & \times \left[sk \mu_{1(2n-1)} M_{(2n-1)} + (\mu_{s(2n-1)} k^2 + k^2 \mu_{2(2n-1)}) \tanh M_{(2n-1)} t_{(2n-1)} \right]^{-1}, \end{aligned} \quad (9a)$$

$$\mu_{s(2n-1)} = \frac{N \mu_{s2n} ks + N^2 \tanh Nt_{2n}}{skN + \mu_{s2n} k^2 \tanh Nt_{2n}}, \quad (9b)$$

式中 $n = 1, 2, 3, \dots$ 为整数, 表示(YIG/介质)双层结构的周期数, 带下标的参数 μ_1, μ_2 表示该层张量磁导率的对角与非对角分量. (9a)式表示任一磁性 YIG 膜层上下界面的表面磁导率关系; (9b)式表示任一非磁性间隔层上下界面的表面磁导率关系. 边界条件仍然由 (7), (8)式确定. 根据表面磁导率的界面连续性, 并将各层参数代入 9(a), 9(b)式即可计算出窄多层样品周期膜中 MSSW 宽度模的色散特性.

3 多层控制窄样品中 MSSW 宽度模的色散特性

根据(9)式以及边界条件(7), (8)式, 计算了 10 周期 ($n = 10$) 的 20 层多层周期膜结构窄样品中 MSSW 宽度模的色散特性. 参数选取: $n = 10, H_i = 71.66 \text{ kA/m}, t_1 = t_2 = \dots = t_{2n-1} = 10 \text{ }\mu\text{m}, t_{2n} = 435 \text{ }\mu\text{m}, M_{s0} = M_{s2} = M_{s4} = \dots = M_{s16} = M_{s18} = 139.33 \text{ kA/m}$.

3.1 色散计算方法

令多层薄膜的偶数层为间隔非磁性层, 即令层号为 1, 3, 5, \dots , 19 的膜层为非磁性层, 则图 1(b)所示多层膜结构中传输的静磁表面波色散方程为

$$\begin{aligned} \mu_{s(20)} &= 0, \\ \mu_{s(19)} &= \frac{N\mu_{s(20)}ks + N^2 \tanh Nt_{(19)}}{skN + \mu_{s(20)}k^2 \tanh Nt_{(19)}}, \\ \mu_{s(18)} &= \frac{\mu_{1(18)}M_{1(18)}\mu_{s(19)}ks + (\mu_{1(18)}^2M_{1(18)}^2 - k^2\mu_{2(18)}\mu_{s(19)} - \mu_{2(18)}^2k^2)\tanh M_{1(18)}t_{(18)}}{sk\mu_{1(18)}M_{1(18)} + (\mu_{s(19)}k^2 + k^2\mu_{2(18)})\tanh M_{1(18)}t_{(18)}}, \\ &\vdots \\ \mu_{s(2)} &= \frac{\mu_{1(2)}M_{1(2)}\mu_{s(3)}ks + (\mu_{1(2)}^2M_{1(2)}^2 - k^2\mu_{2(2)}\mu_{s(3)} - \mu_{2(2)}^2k^2)\tanh M_{1(2)}t_{(2)}}{sk\mu_{1(2)}M_{1(2)} + (\mu_{s(3)}k^2 + k^2\mu_{2(2)})\tanh M_{1(2)}t_{(2)}}, \\ \mu_{s(1)} &= \frac{N\mu_{s(2)}ks + N^2 \tanh Nt_{(1)}}{skN + \mu_{s(2)}k^2 \tanh Nt_{(1)}}, \\ \mu_{s(0)} &= \frac{\mu_{1(0)}M_{1(0)}\mu_{s(1)}ks + (\mu_{1(0)}^2M_{1(0)}^2 - k^2\mu_{2(0)}\mu_{s(1)} - \mu_{2(0)}^2k^2)\tanh M_{1(0)}t_{(0)}}{sk\mu_{1(0)}M_{1(0)} + (\mu_{s(1)}k^2 + k^2\mu_{2(0)})\tanh M_{1(0)}t_{(0)}}, \\ \mu_{s(0)} &= -\frac{N}{sk}. \end{aligned}$$

这样将 $\mu_{s(20)} \rightarrow$ (代入) $\mu_{s(19)} \rightarrow \mu_{s(18)} \rightarrow \dots \rightarrow \mu_{s(2)} \rightarrow \mu_{s(1)} \rightarrow \mu_{s(0)}$, 再根据牛顿叠代法即可计算出这一多层膜结构中的静磁表面波宽度模的 k - f 色散特性, 群延时 T_g - f 色散特性群延时的计算由 $T_g = 1/V_g = -F'_m/F'_k$ 得到.

3.2 多层窄样品中的 MSSW 宽度模

图 2(a), (b)为 10 周期 [(YIG/GGG)₁₀], 样品宽度分别为 10, 3 mm 所对应的静磁表面波 $m = 0, 1, 2$ 阶宽度模的色散特性. 从图 2(a)可看出, 样品相对较宽时, 宽度模式还不

太明显,一阶、二阶宽度模与零阶宽度模具有相似的色散特性,色散峰的位置基本相同,峰高稍低.因此在样品较宽时,可忽略样品宽度效应而用无限宽近似表征.随着样品宽度的减小,将出现明显的高阶宽度模,如图 2(b)所示.此时一阶、二阶宽度模与零阶模的色散特性出现明显差异,实际窄样品中 MSSW 是以一阶宽度模为工作主模.

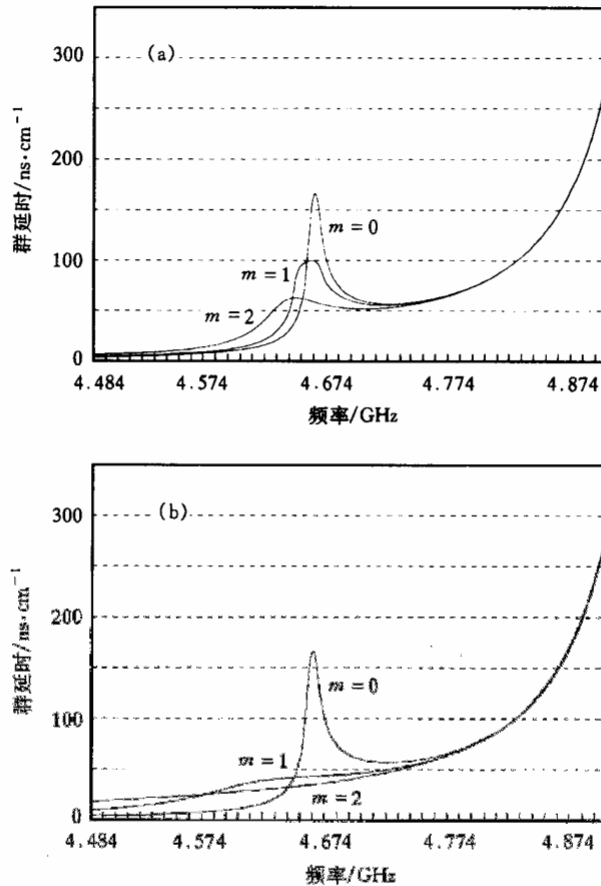


图 2 $m=0, 1, 2$ 阶宽度模 (a)为 $W=10$ mm, (b)为 $W=3$ mm

3.3 多层周期数对静磁表面波宽度模色散的控制

不同周期的多层窄样品中($W=3$ mm)MSSW 的零阶、一阶宽度模的色散特性如图 3 所示.随着多层周期数的增加,MSSW 的频率下限提高,层数为 10 周期时提高 160 MHz.零阶宽度模的群延时减小,色散峰向高频移动,峰宽变窄相对高度反而增加.一阶宽度模的下限频率提高幅度比零阶模小,层数为 10 周期时增大 90 MHz,色散特性明显改善,色散峰消失,在周期数相对较少时有一段非色散延时,带宽可达 80 MHz.随多层周期数的增加,逐渐趋于线性色散延时,但总的群延时却明显减小,不利于长延时延迟线的研制.对于图 3 中令 $n=1$ 的单周期层状结构中,(YIG/ Al_2O_3 /金属层)的零阶、一阶 MSSW 宽度模色散特性与 O'Keefe^[7]的结果是一致的,表明了这一理论的正确性.

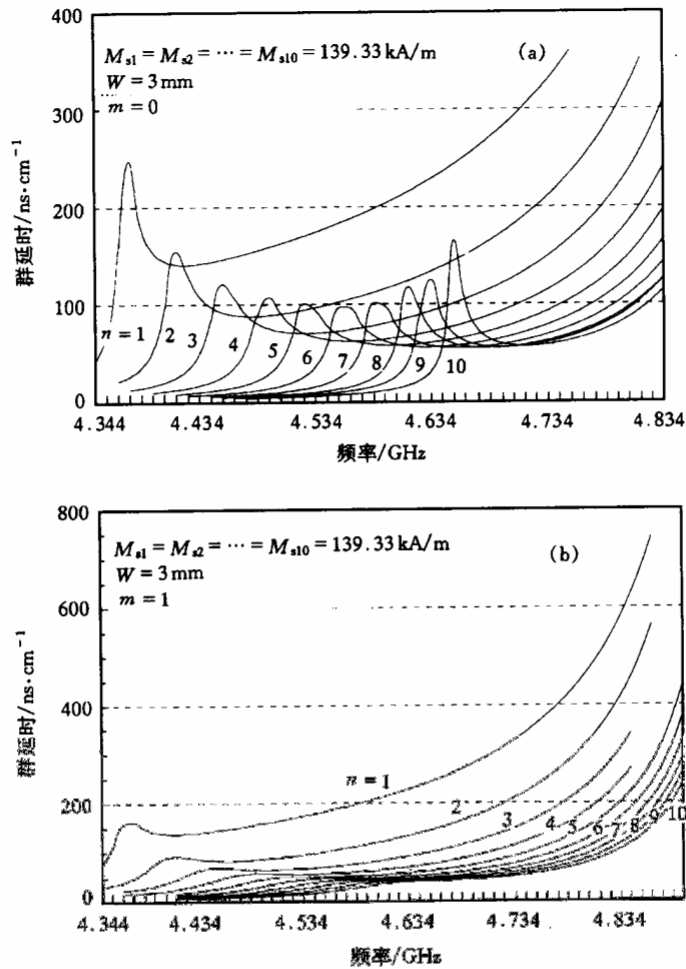


图3 多层周期数对 MSSW 色散特性的影响 (a)为零阶宽度模,(b)为一阶宽度模

4 结 论

本文推导并建立了有限样品宽度、具有任意参数的多层薄膜控制 MSSW 宽度模普适色散方程.这一理论包含了利用多层薄膜控制 MSSW 色散特性的所有情形,完善了多层膜控制 MSSW 色散特性的理论,使研究更加符合实际.经比较,表明了理论的正确性.还对多周期的[(YIG/GGG)_n/金属层]多层膜结构窄样品中 MSSW 宽度模色散特性进行了数值计算.在有限宽度的多层样品中,MSSW 是以一阶宽度模为主模,其色散特性不仅能受到多层膜参数的有效控制,而且还会受到多层周期数与样品宽度的影响.多层膜结构对 MSSW 色散特性的改善是以牺牲群延时为代价,为了研制长延时、具有较优色散特性的 MSSW 延迟线,必须综合考虑膜层参数及适当的多层膜周期数.

- [1] W. S. Ishak, IEEE Ultrasonic Symposium, 1984, p. 152.
- [2] 王豪才、张怀武、刘颖力, 电子科学技术评论, (1998)(4), 27 [H. C. Wang, H. W. Zhang, Y. L. Liu, Review of Electronics Science and Technology, (1998)(4), 27].
- [3] P. Parekh *et al.*, *Circuits System Signal Process*, 4(1985), 139.
- [4] W. L. Bongianni, *J. Appl. Phys.*, 43(1972), 2541.
- [5] L. R. Adkins, H. L. Glass, IEEE Ultrasonic Symposium, 1980, p. 526.
- [6] L. R. Adkins, H. L. Glass, *J. Appl. Phys.*, 53(1982), 8928.
- [7] T. W. O'Keeffe, R. W. Patterson, *J. Appl. Phys.*, 49(1978), 4886.
- [8] P. R. Emtage, *J. Appl. Phys.*, 49(1978), 4475.
- [9] P. Kabos, V. S. Stalmachov, *Magnetostatic Waves and Their Application*(Chapman&Hall, Russia. 1994), pp. 38—44.

STUDY ON DISPERSIONS OF WIDTH MODE OF MAGNETO- STATIC SURFACE WAVE PROPAGATING IN PERIODIC MULTILAYER FILMS

LIU YING-LI ZHANG HUAI-WU WANG HAO-CAI ZHONG ZHI-YONG

(*Institute of Information Materials, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 610054*)

(Received 10 June 1999; revised manuscript received 27 September 1999)

ABSTRACT

The general dispersion relation of width mode of the magneto-static surface wave (MSSW) propagating in YIG multilayer films with finite sample width and arbitrary parameters is established. The theory includes all the situations of MSSW dispersion control by multilayer films and is in a better agreement with the actual situation. The dispersion of MSSW width mode in [(YIG/GGG)₁₀/metal] periodic multilayer films were numerically investigated by applying the theory. Numerical results showed that the main working mode of MSSW propagating in multilayer YIG films is the first order width mode, the dispersion of MSSW can be controlled efficiently by the multilayer periods and the parameters of each layer. It also is influenced by the sample width.

PACC: 7530D; 7570