

研究简报

外延 YIG 膜中激发磁模的精细结构

张鹏翔 洪涛¹⁾ 曹克定

(中国科学院物理研究所)

1984年11月2日收到

提 要

用激发磁波的方式在面内磁化的外延 YIG 膜上得到了一组等间距、慢衰减的磁模。考虑到磁化强度在膜内不均匀性及进动为椭圆进动, 导出了模式间距和磁性参数间的关系。和实验比较可以推算出表征不均匀的参数。对于我们的样品, 该不均匀性约为 2.6—5.8%。

一、引 言

自从 1961 年 Damon 和 Eshbach^[1] 解出片状样品中静磁波的色散关系, 并预言表面波的存在以来, 人们进行了许多实验, 证实了磁表面波的存在, 也部份地验证了体磁波的色散关系^[2,3]。同时人们也发展出了若干激发, 检测静磁波的方法。在这些工作的基础上, 利用外延膜上磁波传播的特点的实用微波器件也发展起来了, 如静磁波延迟线、滤波器、振荡器等^[4,5]。事实上利用激发磁波也可以研究材料的磁性。在文献[6]中, 我们以几种片状外延膜为例, 讨论了利用磁波研究材料磁性的优缺点, 并指出, 由于样品不必放在谐振腔内, 表面暴露在外面, 这种方法有一定特色。本文报道用激发磁波的方式在外延膜上观察到的磁模精细结构, 推导了模式结构与磁性参数之间的关系。关系式中有交换参数和外延膜磁化强度不均匀参数。因此, 这种测量可能提供相应的信息。

二、实 验

在文献[6]中报道过实验装置, 所不同的只是扫描磁场的方式。我们不仅在大范围内扫描磁场, 以得到频率-外加磁场关系, 还可以在主要激发模式附近任一固定磁场下做小范围磁场扫描。这实际上提高了谱的分辨率。

所用样品均系液相外延的纯 YIG 膜, 膜厚由红外和可见透射光谱法测得^[7], 从几个微米到几十个微米。外延膜生长在 GGG 基底上, 两面都有。为了避免测量中两层之间的可能耦合, 测量前磨掉其中一面。每个外延膜都切成直径 5mm 的圆片。样品、耦合丝、

1) 中国科学技术大学物理系 84 年毕业生。

外磁场的安排及座标系统的选取示于图 1. 这种安排刚好满足 Damon 和 Eshbach 理论中激发 y 向传播静磁波的要求. 根据他们的理论, 这种安排下的磁波频率与一致进动简并. 被激发的体磁波应表现为单一模式. 当扫描磁场范围很宽, 谱的记录较粗时, 我们的实验看上去的确象单一模式. 图 2 是大范围扫描场下 79216 号样品(纯 YIG 外延膜厚度 $4.01 \mu\text{m}$) 的激发磁波-外加磁场关系. 拟合这一实验结果, 我们得到该样品的饱和磁化强度 $4\pi M_s = 1760\text{G}$ 和旋磁比 $\gamma = 2.8 \times 10^6 \text{T}^{-1} \cdot \text{G}^{-1}$. 这些结果与文献值是一致的. 但是当仔细分析该模式, 即缩小扫描场范围, 提高频谱分辨率时, 发现主模式实际上是由一系列靠得很近、间距相等的模式组成的(见图 3). 这些模式的衰减与一般自旋驻波相比是缓慢的. 为了查明模式发生的原因, 我们选取不同厚度的样品做测量以检验模式间距与膜厚的关系, 结果列入表 1. 依照简单的自旋驻波色散关系, 相邻模式之间距离应为

$$DK^2 = D \left(\frac{n\pi}{L} \right)^2,$$

即间距随模式编号 n 增加而增加, 随膜厚增加而减小. 我们的实验结果则很难用此规律描述, 应考虑其它模型.

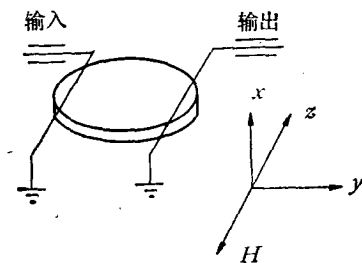


图 1

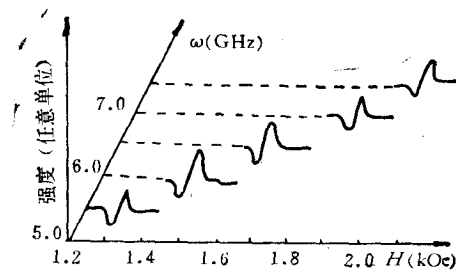
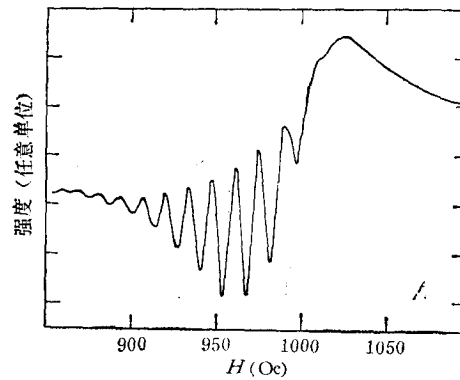


图 2

图 3 79215 号样品 ($5.13 \mu\text{m}$ 厚) 4GHz 下的主模精细结构

三、面内磁化时的对称体不均匀模型

对于垂直膜面磁化的薄膜样品, Portis^[8] 和 Wigen 等人^[9]提出了对称的体不均匀模

型。他们认为,只要沿膜面法向有对称的不均匀性存在,就可以激发自旋波。各种不均匀性最后都可归结为磁化强度的不均匀,并按膜中心对称地变化。在这种假定下他们解出了间距相等的自旋波模式。

我们试将对称体不均匀模型引入面内磁化的片状样品中,设磁化强度随 x 的变化为

$$M_z(x) = M_0(1 + \beta x^2) \quad (1)$$

$x = 0$ 为样品的中心, β 是一个表征不均匀程度的因子。面内磁化薄膜样品时,垂直于膜面方向即 x 方向有强的退磁场。沿着 z 方向在膜内磁化样品时, x, y 方向的进动并不等价,进动可能是椭圆状的,设

$$M_x = -i\xi M_y, \quad 0 < \xi < 1, \quad (2)$$

ξ 为椭圆进动系数。磁矩的进动满足

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = \gamma \mathbf{M} \times (\mathbf{H} + \Lambda \nabla^2 \mathbf{M}), \quad (3)$$

其中 \mathbf{H} 为有效磁场,包括外加磁场 H_z 和 x 方向退磁场 ($-4\pi M_x$), $\Lambda = D/M_s$, D 为自旋波劲度系数, M_s 为饱和磁化强度。代入各已知量,并取 M_x, M_y 的时间因子为 $e^{i\omega t}$ 有

$$\frac{\partial^2 M_x}{\partial x^2} + \left(\frac{\omega}{\xi\gamma} - H_z - 4\pi M_x - \Lambda \frac{\partial^2 M_x}{\partial x^2} \right) \frac{M_x}{\Lambda M_s} = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial^2 M_y}{\partial x^2} + \left(\frac{\xi\omega}{\gamma} - H_z - \Lambda \frac{\partial^2 M_x}{\partial x^2} \right) \frac{M_y}{\Lambda M_s} = 0. \quad (5)$$

由于 $M_x = -i\xi M_y$, (4), (5) 式有解要求

$$\frac{\omega}{\xi\gamma} - \frac{\xi\omega}{\gamma} = 4\pi M_x.$$

若以 $\omega \approx \gamma H_0$, $M_x \approx M_0$ 代入则有

$$\xi \left(\frac{1}{\xi^2} - 1 \right) \approx \frac{4\pi M_0}{H_0}. \quad (6)$$

(6) 式是片状样品面内磁化时进动椭圆度与材料磁化强度和外加磁场的关系。只有 $H_0 \gg 4\pi M_0$ 时 $\xi \rightarrow 1$, 进动轨道为圆形。若 $H_0 \approx 1.5 \cdot (4\pi M_0)$, $\xi \approx 0.5$, 进动轨道是很明显的椭圆。对于我们的大多数实验 $H_0 \gg 4\pi M_0$ 的条件是不满足的,应该都是椭圆进动。令

$$\frac{1}{\Lambda M_0} \left(\frac{\omega}{\xi\gamma} - H_z - 2\Lambda M_0\beta \right) = \omega_0, \quad (7)$$

把 $M_x \approx M_0(1 + \beta x^2)$ 代入 (4) 式有

$$\frac{\partial^2 M_x}{\partial x^2} + \left[\left(\omega_0 - \frac{4\pi}{\Lambda} \right) - \beta\omega_0 x^2 \right] M_x = 0. \quad (8)$$

(8) 式是厄密方程,由量子化条件得到

$$\omega_0 - \frac{4\pi}{\Lambda} = (2n + 1)\sqrt{\omega_0\beta} \quad (9)$$

和 M_x 的解为

$$M_x(x) = N_n e^{-\alpha x^2} H_n(\sqrt{\alpha} x) \cdot M_x(0). \quad (10)$$

由 M_x 的对称性可知, (9) 式中的 n 只能取偶数. 这样相邻模式间的距离可从 (9) 式推出

$$H_{z,n} - H_{z,n+2} = 8M_0\sqrt{\pi\beta\Lambda} = 8\sqrt{\pi\beta DM_0}. \quad (11)$$

(11) 式表明相邻模式间的磁场距离与磁化强度 M_0 , 交换参数 D 和外延膜不均匀参数 β 有关. 已知参数中的两个可以推算另一个. YIG 的 M_0 , D 都是已知的^[1]. 这样从我们的实验便可分析材料的不均匀系数 β . 表 1 中同时列出了被测量的几个样品的 β 值. (11) 式还表明, 相邻模式之间的磁场距离与模式编号无关, 与一般自旋驻波不同. 此外, 模式间距也与样品厚度无关, 这一点与 Portis 和 Wigen 对于垂直膜面提出的对称体不均匀模型也不相同.

分析可知, 频率 ω 一定时, n 越小, H_n 越大. 即实验中的各个模式应从高磁场边开始, 向低磁场区延续, 成为一组逐渐衰减、等间距的模式. 这的确与实验相符.

各模式之间的强度变化应满足

$$I_n = 2\sqrt{\pi n!} / \left[\left(\frac{n}{2} \right)! \cdot 2^{n/2} \right]^2. \quad (12)$$

按 (12) 式预言的强度变化及与实验值的比较列入表 2. 它们符合之好是显然的. 这些模式的衰减的确比一般自旋驻波要慢.

表 1 几个被测样品的厚度、磁模间距和不均匀性

样品号	厚度(μm)	模式间距(Oe)	$\beta(\text{cm}^{-2})$	βx^2
79215	5.13	11.6	0.93×10^6	5.8
79216	4.01	10.2	0.72×10^6	2.9
7877	3.78	10.9	0.82×10^6	2.93

表 2 磁模衰减的预期值和实验结果的比较

样品号	模式号	强度变化				
	0	2	4	6	8	
79215	—	0.50	0.43	0.32	0.23	
79216	—	0.50	0.35	0.20	0.13	
7877	—	0.50	0.42	0.33	0.21	
本模型预期	1	0.50	0.39	0.31	0.27	

四、小 结

用激发磁波的方式在面内磁化的外延 YIG 膜内观察到了一组磁模, 它们间距相等而衰减比一般自旋驻波要慢. 引入对称的体不均匀磁化强度, 求解了面内磁化时的磁矩进

动方程,得到了与膜厚无关的等间距磁模系列。如果以我们的实验去拟合上述模型,可以推算外延膜不均匀系数。相应磁化强度在外延膜内的变化在 2.6—5.8% 之间。该值并不荒谬,但还很难用其它实验检验。推算的模式衰减与实验符合是良好的。

参 考 文 献

- [1] R. W. Damon and J. R. Eshbach, *J. Phys. Chem. Solids*, **19**(1961), 308.
- [2] L. K. Brundle and N. J. Freeman, *Electron. Lett.*, **4**(1968), 132.
- [3] P. H. Chang, A. P. Malozemoff, M. Grimsditch, W. Senn and G. Winterling, *Solid State Comm.*, **27**(1978), 617.
- [4] J.-P. Castera *J. Appl. Phys.*, **55** (1984), 2506.
- [5] T. D. Poston, D. D. Stancil, *J. Appl. Phys.*, **55**(1984), 2521.
- [6] 张鹏翔、曹克定, *物理学报*, **34**(1985), 1407.
- [7] 王焕元, *仪器仪表学报*, **3**(1982), 208.
- [8] A. M. Portis, *Appl. Phys. Lett.*, **2**(1963), 69.
- [9] P. E. Wigen, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **9**(1962), 206.
- [10] J. R. Somdercock and W. Wettling, *AIP Conf. Proc.*, No. 18 (1973), 935.

FINE STRUCTURE OF MAGNETIC MODES EXCITED IN YIG FILMS

ZHANG PENG-XIANG HONG TAO CAO KE-DING

(*Institute of Physics, Academia Sinica*)

ABSTRACT

A series of magnetic modes were observed in LPE YIG films magnetized in plane. These magnetic modes were excited by means of magnetostatic wave excitation and show characteristics of equal spacing and slower attenuation than normal standing spin waves. Considering that the precession is elliptical and supposing there are inhomogeneity of magnetization in the film, we deduced relation between mode spacing and magnetic parameters of YIG. Comparing with experiments, an inhomogeneity of 2.6—5.8% were deduced for our LPE YIG films.