

# 还原富钙 CaGe:YIG\* 薄膜铁磁共振谱中的分层体模

韩志全\*\* L. Pust P. E. Wigen

(美国俄亥俄州立大学物理系)

P. DeGasperis

(意大利固体电子研究所)

**关键词** 铁磁共振、薄膜、钇铁石榴石

## 一、前言

磁性薄膜的铁磁共振谱测量是探测薄膜磁性物理的一个重要手段。由铁磁共振谱随外磁场与膜法线所成角度的变化及其温度特性，可提供丰富的有关薄膜各向异性、表面状况和体不均匀性等多方面的信息。

富钙 CaGe:YIG 薄膜由于具有磁矩的异常补偿点等有趣特性，引起了人们的注意并做了不少研究<sup>[1-5]</sup>。通过还原处理可以获得更多有关信息。本文将着重研究还原富钙 CaGe:YIG 薄膜铁磁共振谱中出现的一组新谱线。

## 二、铁磁共振

在坐标系  $x = [\bar{1}10]$ ,  $y = [\bar{1}\bar{1}2]$ ,  $z = [111]$  中，磁化强度  $\mathbf{M}$  和外加静磁场  $\mathbf{H}$  的方向由  $\theta$ ,  $\varphi$  和  $\theta_H$ ,  $\varphi_H$  来描述。在磁化饱和的条件下，共振场  $H$  满足方程<sup>[6]</sup>:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \frac{1}{M_s^2 \sin^2 \theta} (F_{\theta\theta} F_{\varphi\varphi} - F_{\theta\varphi}^2), \quad (1)$$

其中  $\omega$  为微波激励场的角频率， $\gamma$  为旋磁因子， $M_s$  是饱和磁化强度， $F_{\theta\theta}$ ,  $F_{\varphi\varphi}$  和  $F_{\theta\varphi}$  为在磁化强度平衡方向上 ( $F_\theta = 0$  和  $F_\varphi = 0$  时) 系统自由能的二次偏微分。

沿 [111] 方向生长的磁性石榴石薄膜的单位体积自由能为

$$\begin{aligned} F = & -M_s H [\sin \theta_H \sin \theta \cos(\varphi - \varphi_H) + \cos \theta_H \cos \theta] \\ & + K_u \sin^2 \theta - 2\pi M_s^2 \sin^2 \theta + K_1 (3 - 6 \cos^2 \theta + 7 \cos^4 \theta \\ & + 4\sqrt{2} \sin 3\varphi \cos \theta \sin^3 \theta)/12 + K_2 [\sqrt{2} \sin^3 \theta \sin 3\varphi \\ & + \cos(3 - 5 \cos^2 \theta)]^2/108, \end{aligned} \quad (2)$$

其中  $K_u$  为单轴各向异性常数， $K_1$  和  $K_2$  分别为一级和二级立方磁晶各向异性常数。忽略了与应力有关的磁弟能。通常，因式 (2) 中单轴各向异性性能与退磁能具有相同的角度关系

本文 1989 年 5 月 16 日收到。1989 年 8 月 10 日收到修改稿。

\* YIG 是钇铁石榴石的缩写。

\*\* 工作单位：中国西南应用磁学研究所

$\sin^2 \theta$ , 取有效单轴各向异性常数  $K_{\text{eff}} = K_s - 2\pi M_s^2$ 。据(1)式和(2)式可由计算机对共振场与外场角度关系数据用数值法进行拟合, 从而获得  $g$  因子; 有效单轴各向异性场  $H_{\text{eff}} = (2K_s/M_s) - 4\pi M_s$ , 立方各向异性场  $H_1 = 2K_1/M_s$ ,  $H_2 = 2K_2/M_s$  较精确的近似值。

### 三、实 验

样品采用在  $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$  基片上沿 [111] 方向上液相外延生长的  $\text{Y}_{3-x}\text{Ca}_x\text{Ge}_y\text{Fe}_{5-x}\text{Fe}_{x-y}\text{O}_{12}$  石榴石薄膜, 经电子探针测式,  $x = 0.99$ ,  $y = 0.92$ 。膜厚为  $11\mu\text{m}$ 。用振动样品磁强计测量了饱和磁化强度  $M_s$ , 其室温值为  $0.25\text{T}$ 。还原处理为把样品在  $\text{FeCl}_2$  饱和溶液中煮  $0.2-82\text{h}$ 。

铁磁共振测量是在  $9.2\text{GHz}$  下进行的。测取了外场在  $(\bar{1}\bar{1}2)$  平面内与 [111] 方向所成的不同  $\theta$  角下的铁磁共振谱, 并将共振场的角度关系数据进行了计算机拟合, 算出了各向异性场  $H_{\text{eff}}$ ,  $H_1$ ,  $H_2$  和  $g$  因子。

### 四、结 果 和 讨 论

图 1 示出垂直共振谱 ( $\theta = 0^\circ$ ) 随还原时间的变化。在还原  $45\text{min}$  后, 于高场一侧出现一组新谱线, 这组新谱线的相对强度  $I_s/(I_s + I_m)$  随还原时间的增加而增加, 并与时间的平方根成正比。这里  $I_s$  表示新谱线强度,  $I_m$  为主谱线强度, 强度由谱线面积乘以线宽求得。

图 2 为还原  $13\text{h}$  的样品的铁磁共振谱随外场角度  $\theta$  的变化。可以看出, 当外场由垂直共振逐步转向平行共振 ( $\theta$  由  $0^\circ$  到  $90^\circ$ ) 时, 还原后出现的这组新谱线由高场区移向低场区, 在

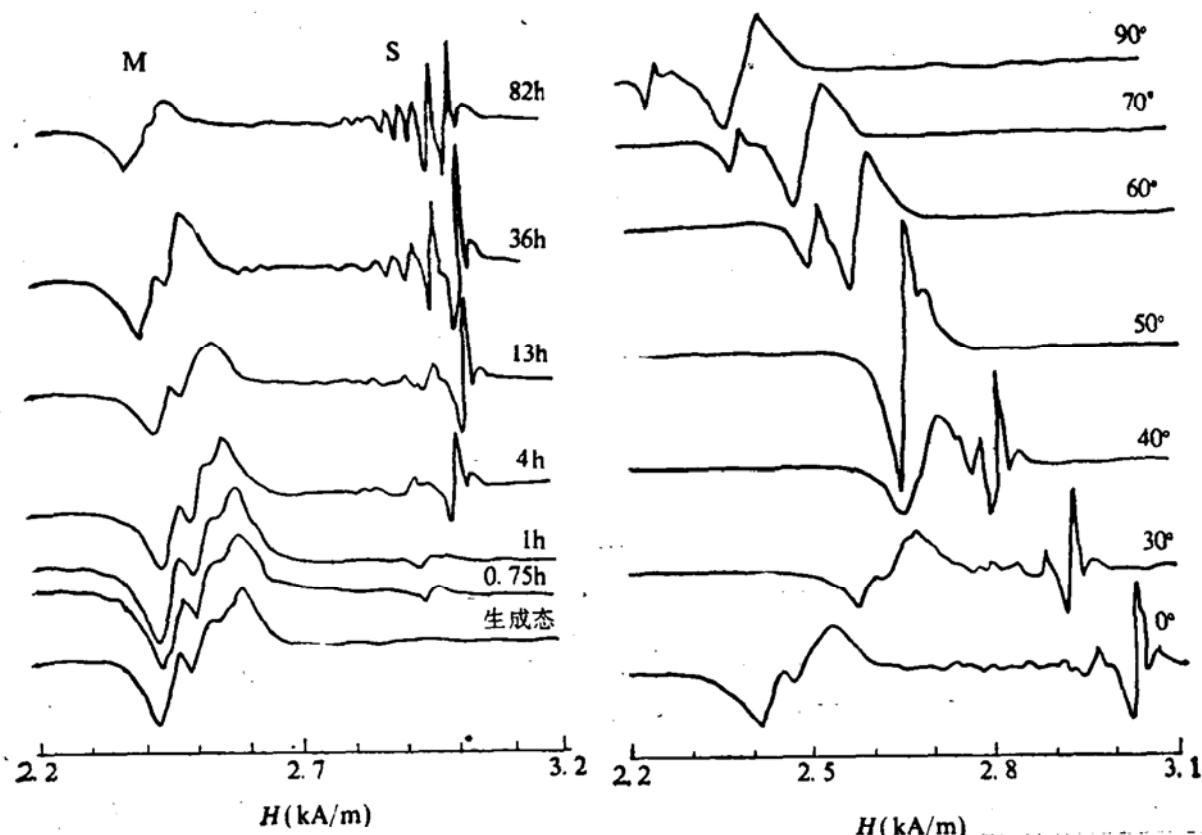


图 1 富钙 CaGe:YIG 薄膜铁磁共振谱随还原时间的变化 ( $H/[111]$ )

图 2 还原  $13\text{h}$  样品的铁磁共振谱随外场在  $(\bar{1}\bar{1}2)$  平面内与 [111] 方向所成角度  $\theta$  的变化

约  $\theta = 50^\circ$  时与主谱线相重叠。这与自旋波表面模不相符。因为表面模的特征是只存在于高场区；而且存在一个临界角  $\theta_c$ ，当  $\theta$  接近于  $\theta_c$  时其强度猛增，当  $\theta \geq \theta_c$  时表面模消失，完全并入到体模中去<sup>[7]</sup>。这里的的新谱线既不存在一个临界角，也没有强度随  $\theta$  的变化，并且出现于低场一侧，所以不是表面模。

由主谱线和新谱线的共振场角度关系所拟合出的它们的立方各向异性场  $H_1$  和有效单轴各向异性场  $H_{\text{eff}}$  与还原时间的关系示于图 3 和图 4。图 3 中主谱线 (M) 和新谱线 (S) 有各自不随还原时间而变的  $H_1$ ，新谱线的较小的  $|H_1|$  是源于表面层中具有强立方各向异性的非 S 态  $\text{Fe}^{4+}$  被还原了。图 4 中新谱线的  $H_{\text{eff}}$  在还原初期 ( $t \leq 4\text{h}$ ) 逐渐增强并达一稳定值，以后便与时间无关。这说明了在  $\text{Fe}^{4+}$  还原的同时所引入的氧空位的扩散速度非常慢，要用约 4h 才能在表面层内达到输运平衡。由于氧空位的引入带来了晶格常数的增加，导致了应力感应单轴各向异性的增加<sup>[4]</sup>，致使表面层  $H_{\text{eff}}$  增强。综合以上分析可以确认这组新谱线为表面层中的自旋波体模，主谱线来自未被还原的主体层。图 1 中新谱线强度随还原时间的增加与表面层厚度的不断增加是相一致的。

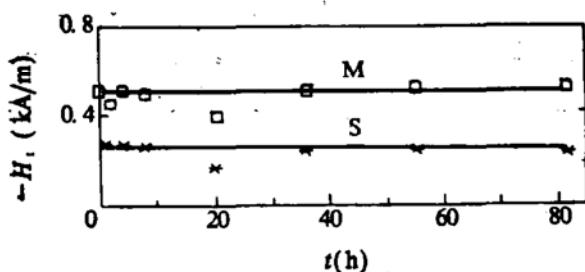


图 3 立方各向异性场  $H_1$  与还原时间的关系  
M 为主谱线；S 为新谱线

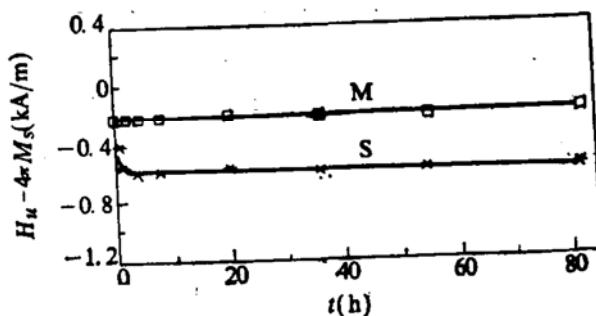


图 4 有效单轴各向异性场  $H_{\text{eff}} - 4\pi M_s$  与  
还原时间的关系  
M 为主谱线；S 为新谱线

对新谱线中那组自旋波模式的详细分析可提供更多的表面层内部结构信息。为了鉴别这组自旋波模式是否是静磁模，把  $3.1 \times 0.8\text{mm}^2$  的矩形样品长边分别放置成与波导棱成  $0^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $45^\circ$ ,  $90^\circ$  角，测量这四种情况下的垂直共振谱。结果没发现谱线有任何区别，这说明它们不是静磁模。它们的峰位线性特征和大的相邻峰间距又表明它们不可能是磁交换模。体不均匀模型<sup>[8]</sup> 和表面-体不均匀模型<sup>[9]</sup> 给出过线性自旋波谱：峰间距  $H_n - H_{n+1}$  与不均膜的膜厚成反比。新谱线中的这组自旋波的峰间距已发现与  $1/\sqrt{t}$  有线性关系。由上述  $I_s/(I_s + I_m) \propto \sqrt{t}$  及  $I_s$  比例于表面层厚度可知，这组自旋波很可能起源于表面层内的磁不均匀性。

## 参 考 文 献

- [1] He, Y. Q., Yuan, S. H., Wigen, P. E. and DeGasperis, P., *J. Appl. Phys.*, **57**(1985), 3912.
- [2] Yuan, S. H., Wigen, P. E. and DeGasperis, P., *J. Magn. Magn. Mat.*, **54-57**(1986), 1299.
- [3] Han, Z. Q. et al., *J. Magn. Magn. Mat.*, **54-57**(1986), 1191.
- [4] Han, Z. Q. et al., *J. Appl. Phys.*, **61**(1987), 4256.
- [5] Borghese, C. and DeGasperis, P., *IEEE Trans. on Magn.*, **MAG-18**(1982), 1624.
- [6] Smit, J., Beljers, H. G., *Philips Research Repts.*, 1955, 10:113.
- [7] Wigen, P. E., *Thin Solid Films*, **114**(1984), 135.
- [8] Porits, A. M., *Appl. Phys. Lett.*, 1963, 2:69.
- [9] 钱昆明、林肇华、戴道生, *物理学报*, **32**(1963), 12: 1547.