

釔-鐳石榴石型鉄氧体系統的 磁性和鉄磁共振的研究*

李国栋 翟清永 郭德全 李靖元

(中国科学院物理研究所)

提 要

本文对釔-鐳石榴石型鉄氧体系統 $Y_{3(1-x)}La_{3x}Fe_5O_{12}$ (其中 $x = 0, 0.05, 0.10, 0.20, 0.30, 0.50, 0.75$ 和 1.00) 的磁性和鉄磁共振进行了研究。由 X 射綫粉末照相分析和金相观察确定了石榴石結構的单相区域。測量了飽和磁矩 σ_s 、起始磁导率 μ_0 、矫頑力 H_c 及有效 g 因子 g_{eff} 和共振綫寬 ΔH (3970 和 9160 兆赫) 与 La 含量 x 的关系。由磁性和鉄磁共振的測量結果表明单相区域要比由 X 射綫分析和金相观察的結果更窄一些。討論了不同成分的 σ_s 的变化, μ_0 与磁化机构的关系。由 g_{eff} 与頻率的关系計算出內場 H_i 和材料的內禀 g 因子。从磁的不均匀性的观点解释了实验上观测到的 ΔH 、 H_i 和 H_c 在一定成分范围内与 x 的指数式关系。

一、前 言

具有石榴石 (Garnet) 晶体結構的含希土离子的鉄氧体^[1], 在最近几年間不論在鉄磁共振等基础研究还是在微波电子学技术的实际应用方面, 都受到了广泛的重视。这类鉄氧体的化学式为 $R_3Fe_5O_{12}$, 或写作 $3R_2O_3 \cdot 5Fe_2O_3$ (簡称 RIG, 即 Rare-earth Iron Garnet 的縮写), 其中 R 为 Y 或从 Sm 到 Lu 的希土离子。尤其是釔石榴石型鉄氧体 ($Y_3Fe_5O_{12}$, 簡称 YIG), 由于具有特別窄的鉄磁共振綫寬 (室温下 $\Delta H \approx 0.20$ 奥^[2]), 更引起了理論和应用方面的特別注意。目前不仅对于簡单的 YIG 的鉄磁共振及其他各种物理性能有了很多的相当細致和深入的研究与了解, 而且对于在这种鉄氧体中进行不同离子的代換^[3,4,5] 或少量摻杂^[6] 以影响其共振性質和磁性的工作, 也逐渐增多起来。

从 La 到 Pm 等 5 种希土离子, 由于它們的离子半径較大, 不能形成簡单的 RIG。但却可以把它們部分地代入到其他的 RIG 中, 形成复合的鉄氧体。对于含有上述希土离子的复合 RIG 的研究工作, 在最近亦有发表的^[7,8], 但多属于静态磁性的研究, 可是亦发现了若干有意思的現象。以 YIG 为基的复合鉄氧体的研究不仅有助于更深入地了解这种类型的鉄氧体的磁性和共振的机构, 而且也可能提供探索新的磁性材料的途径。

我們的工作系以 La^{3+} 离子代換 YIG 中的 Y^{3+} 离子, 观察这种代換对于磁性和鉄磁共振的影响。我們进行这一工作的目的是: (1) 确定在石榴石結構中 La^{3+} 能够代換 Y^{3+} 的限度; (2) La^{3+} 同 Y^{3+} 一样虽都是非磁性离子, 但 La^{3+} 的离子半径为 $1.22 \text{ \AA}$, Y^{3+} 的离子

* 1962 年 6 月 21 日收到。

半径为 $1.06 \text{ \AA}$, 由于二者离子半径相差较大, 可能在固溶体范围内造成结构上的不均匀性, 从而影响磁性和共振性质; (3) 代入的 La^{3+} 超过一定的限度以后, 会形成复相系统, 而由于复相造成的磁不均匀性对铁磁共振的影响, 据我们所知, 还是很少研究过的。

在我们的工作进行中, 陆续出现了 Aharoni 等^[9]、Loriers 等^[10] 和 Schieber 等^[11] 关于 Y-La IG 的静态磁性和晶体学性质的论文。

二、样品的制备和实验方法

我们配制的样品成分为 $3(1-x)\text{Y}_2\text{O}_3 \cdot 3x\text{La}_2\text{O}_3 \cdot 5\text{Fe}_2\text{O}_3$, 其中 $x = 0, 0.05, 0.10, 0.20, 0.30, 0.50, 0.75$ 和 1.00 。原料采用光谱纯的 Y_2O_3 和 La_2O_3 以及光谱纯 Fe。同我们以前的工作一样^[3], 样品的制备采用共同沉淀法。把由共同沉淀并混合均匀的、压成块状的材料在 1000°C 的空气中预热 8 小时, 最后在 1400°C 的氧气中烧结 8 小时, 然后在炉中缓慢冷却。通氧和断氧的温度都为 $\sim 500^\circ\text{C}$ 。

为了进行比较, 另用氧化物烧结法 (1350°C 烧结 8 小时) 制成钙钛石 (Perovskite) 结构的 LaFeO_3 样品。

样品为圆环形, 内径和外径各约为 5 和 8 毫米、高约 2—4 毫米。在进行了磁滞回线和磁导率的测量以后, 将圆环敲碎, 分别取碎块作 X 射线粉末照相、金相观察、以及饱和磁矩和铁磁共振的测量之用。共振用的球形样品, 系在特制的器壁为砂轮或粘有不同型号 (01—04 号) 砂纸的容器^[12] 中, 从粗壁到细壁用压缩空气依次吹磨而成。

X 射线的粉末照相采用 $\text{Co K}\alpha$ 辐射, 照相机直径为 9.52 厘米。根据粉末照相结果计算晶格常数及理论密度, 并观察复相的出现情况。

进行金相观察的样品系先用砂纸磨光, 然后在加热到 $\sim 80^\circ\text{C}$ 的浓度 $\sim 35\%$ 的盐酸中腐蚀。采用苏联 МИМ-7 型立式金相显微镜进行观察和照相。

磁滞回线采用一般的冲击法测量。对所有样品都采用同样的最大磁场 $H_m \approx 25$ 奥。

磁导率采用 Maxwell 型音频电桥测量。对所有样品都采用同一固定频率 8000 赫兹。

不同温度下的饱和磁矩系用 Sucksmith 型磁环秤测量。磁场强度 $\sim 13,000$ 奥。其中若干样品曾在升温 and 降温过程中都测量过, 并未发现热滞后现象。校准磁场梯度用光谱纯 Fe 和光谱纯 Ni。

铁磁共振分别在 3 厘米和 7.5 厘米波段下进行测量。采用通过式谐振腔微扰法, 微波测试装置的方块图如图 1 所示。决定共振线宽度时考虑了样品引起的频散影响, 这与

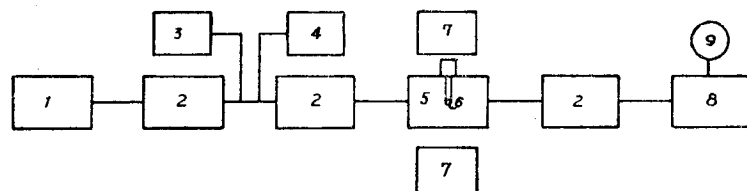


图 1 铁磁共振测试装置方块图

1. 微波发生器 2. 可变衰减器 3. 波长计 4. 功率指示 5. 谐振腔
6. 铁氧体样品 7. 电磁铁 8. 晶体检波器 9. 灵敏电流计

用反射式谐振腔微扰法的原理相类似^[13]。每种成分在每一频率下一般测量两个样品。测

量误差, g 因子约为 $\pm 0.5\%$, 共振线宽 ΔH 约为 $\pm 5\%$.

三、实验结果

由不同成分的 Y-LaIG 及 LaFeO_3 的 X 射线粉末照相所得到的结果列于表 1 中. 当 La 含量 $x \leq 0.10$ 时, 只观察到石榴石结构(G)的衍射线. $x \geq 0.20$ 则还出现了新的钙钛石结构(P)的衍射线. 当 $x \geq 0.75$ 时又观察到很弱的 $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 线. 在以 La^{3+} 代 Y^{3+} 的整个过程中, 随着 La 含量的增加, 石榴石结构线逐渐减弱, 到 $x = 1.00$ 时, 这些线完全消失. 相反地, 钙钛石结构线则随 La 含量 ($x \geq 0.20$) 的增加而增强. 根据 X 射线粉末照相计算的晶格常数及理论密度亦列于表 1 和图 2 中.

由金相观察亦得到新相是在 $x = 0.20$ 的成分开始出现的. 这与 X 射线粉末照相的结果是一致的. 但 $x = 0.20$ 和 $x = 0.30$ 样品中的新相分布是不均匀的; 不同成分的样品的空隙情况也不完全相同.

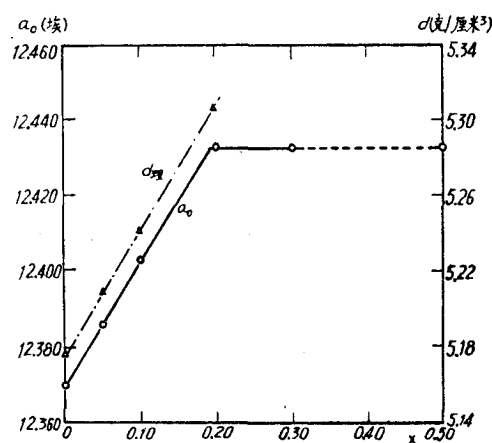


图 2 $\text{Y}_{3(1-x)}\text{La}_{3x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ 的晶格常数 a_0 及理论密度 $d_{\text{理}}$ 与 La 含量 x 的关系

表 1 $\text{Y}_{3(1-x)}\text{La}_{3x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ 的晶格常数 a_0 、理论密度 $d_{\text{理}}$ 、以及样品的相对密度 $d_{\text{实}}/d_{\text{理}}$ 、物相组成和金相观察结果

x	$a_0 \pm 0.005 \text{ \AA}$	$d_{\text{理}}$ (克/厘米 ³)	$d_{\text{实}}/d_{\text{理}}$ (%) ²⁾	由 X 射线粉末照相观察到的物相组成 ³⁾ C.	由金相观察到的相情况
0.00	12.370	5.18	97	G.	单相
0.05	12.386	5.21	96	G.	单相
0.10	12.403	5.24	90	G.	单相
0.20	12.433	5.31	93	G. + 微量 P.	复相
0.30	12.433	—	—	G. + P.	复相
0.50	(12.433) ¹⁾	—	—	G. + P.	复相
0.75	—	—	—	P + 少量 G + 少量 $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$	复相
1.00	—	—	—	P + 少量 $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$	复相

1) 石榴石结构线很弱且较弥漫, a_0 测量的误差较大.

2) 实际密度 $d_{\text{实}}$ 系对环形样品测量的平均结果.

3) G 表示石榴石结构相, P 表示钙钛石结构相.

从室温到居里点的单位质量的饱和磁矩 σ_s 随温度 T 变化的曲线如图 3 (a) 和 (b) 所示. 最初, σ_s 随 La 含量 x 的增加而稍增大, 然后减小. 居里点 θ_f 则随 x 稍有升高: 从 293°C ($x = 0$) 增到 300°C ($x = 0.20$); x 再增加时, 石榴石相的 θ_f 保持不变. $x = 0.75$ 时, 两铁磁相的居里点分别为 300°C 和 460°C , 因而可知前者为石榴石相, 后者为 LaFeO_3 ($\theta_f = 465^\circ\text{C}$)^[4]. $x = 1.00$ 的成分的 $\sigma_s - T$ 曲线较为特殊: 其饱和磁矩 σ_s (室温) 较 LaFeO_3 约大一个数量级, 而居里点 ($\sim 400^\circ\text{C}$) 却又较 LaFeO_3 的约低 60°C .

由于 $x = 0.75$ 和 $x = 1.00$ 两种成分中的石榴石相已相当少和完全消失,并給共振測量带来很大的困难,故其他参数的測量都限于 $0 \leq x \leq 0.50$ 的成分范围内。

图 4 和图 5 分别为室温下的起始磁导率 μ_0 (8000 赫兹) 和饱和磁矩 σ_s (20°C) 以及矫頑力 H_c 与 La 含量 x 的关系曲线。 μ_0 和 σ_s (20°C) 都在 $x \approx 0.08$ 附近出現最大值; 而在 $0 \leq x \leq 0.50$ 的成分范围内, μ_0 与 σ_s (20°C) 成比例地变化。

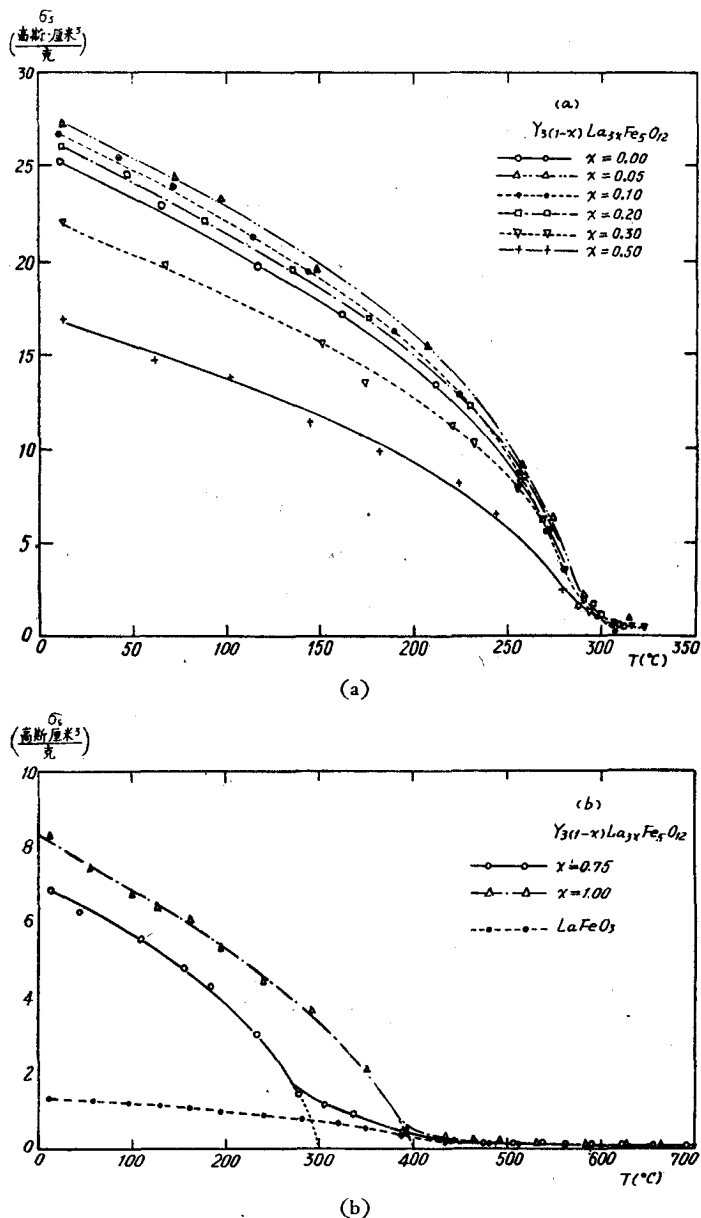


图 3 $Y_{3(1-x)}La_{3x}Fe_5O_{12}$ 及 $LaFeO_3$ 的饱和磁矩 σ_s 与温度 T 的关系

从图 5 可以看出, 矫頑力 H_c 随 x 增加而增大。当 $x \geq 0.20$ 时, $\log H_c - x$ 呈直线, 即 H_c 随 x 呈指数式的改变。

由鉄磁共振測量求得的有效 g 因子 (g_{eff}) 和共振綫寬 ΔH 与成分 x 的关系分别示于图

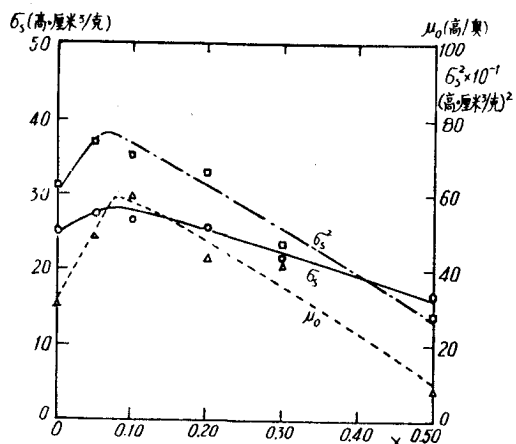


图4 起始磁率 μ_0 和饱和磁矩 σ_s 及 σ_s^2 与 La 含量 x 的关系

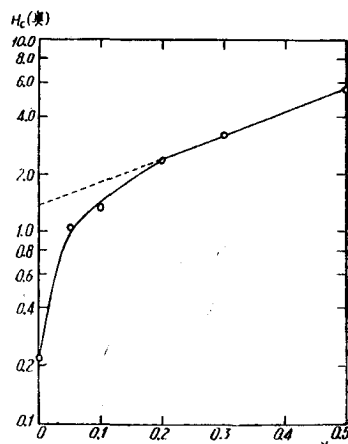


图5 $Y_{3(1-x)}La_xFe_5O_{12}$ 的矫顽力 H_c 与 La 含量 x 的关系

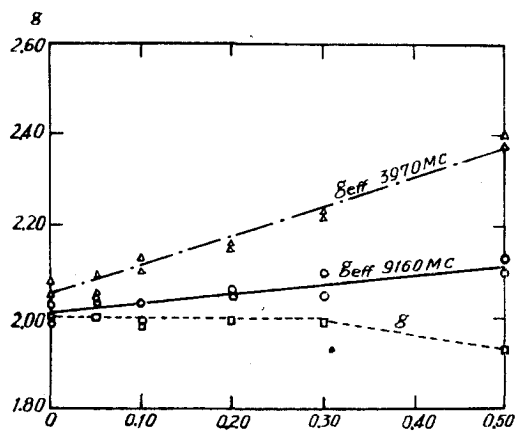


图6 $Y_{3(1-x)}La_xFe_5O_{12}$ 的 g -因子 与 La 含量 x 的关系

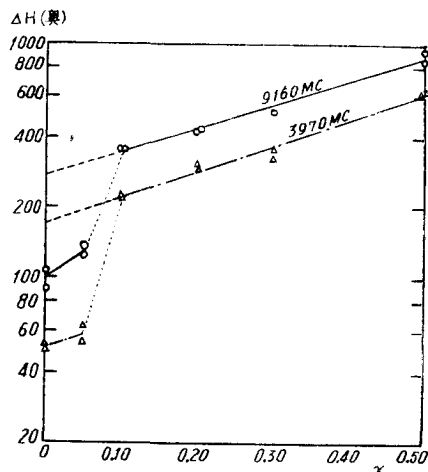


图7 $Y_{3(1-x)}La_xFe_5O_{12}$ 的共振线宽 ΔH 与 La 含量 x 的关系

6 和图 7 中, 在两种频率下, g_{eff} 随 x 的增加都呈直线式地增大, 而且 7.5 厘米波段 (3970 兆赫) 的 g_{eff} 值都较 3 厘米波段 (9160 兆赫) 的 g_{eff} 值大. ΔH 与 x 的关系则较为特殊: (1) 在 $x = 0.10$ 的成分, ΔH 陡然地增加, $(\Delta H)_{x=0.10} - (\Delta H)_{x=0.05} \approx 165$ 奥 (3970 兆赫) 和 220 奥 (9160 兆赫); (2) 当 $x \geq 0.10$ 时, ΔH 随 x 的增加呈指数式地增大, 并且两种频率下的 $\log \Delta H - x$ 直线接近平行; (3) 3 厘米波段的 ΔH 都较 7.5 厘米波段相应成分的 ΔH 大.

四、讨 论

(1) 关于 Y-LaIG 系统中形成石榴石结构的固溶体区域, 即最大的 La 含量限度, 根据我们从 X 射线粉末照相分析和金相观察的结果, La 约可代换 10—20% 的 Y. 这是与 Aharoni 等^[9]的结果: 17—33% 之间, 以及 Loriers 等^[10]的外推结果: $\sim 15\%$ 相一致的. 但

从磁性和铁磁共振的实验结果分析看来,非石榴石结构相似乎还在更少的 La 含量时就出现了,这一点在下面还要较详细地讨论。

(2) 当 La 含量 $x < 0.20$ 时,其饱和磁矩 σ_s 较 YIG 的稍为增大,并在 $0.05 < x < 0.10$ 之间有最大值,居里点 θ_f 也略有升高。Aharoni 等^[9]亦观察到 $x = 0.17$ 时的 σ_s 略大于 YIG; 但 Loriers 等^[10]却观察到相反的结果:在固溶体区域内, σ_s 随 x 的增加而稍有减小,不过 θ_f 仍是略为升高的。他们对这一现象都未作解释。我们认为这可能是由于离子半径较大的 La^{3+} 代换 Y^{3+} 所引起的晶格常数及氧参数改变,影响 $\text{Fe}^{3+}(\text{a})-\text{O}-\text{Fe}^{3+}(\text{d})$ 离子间超交换作用的结果。RIG 的居里点随晶格常数增大而稍升高,看来已是实验上的普遍现象^[11]。我们曾采用 Weisz 关于超交换作用的半经验性公式^[15],以及 Geller 等关于 YIG^[16] 和 Weidenborner 关于 GdIG^[17] 的晶体结构的精确数据来说明 YIG 和 GdIG 的居里点的差异的原因^[18]。虽然由于目前尚没有含 La 的 YIG 的晶体结构的精确数据,无法对它们的居里点进行定量的计算,但从许多 RIG 及 R-YIG 的实验事实看来, θ_f 随 La 含量增加而略为升高,则是很可能的。居里点的升高意味着超交换作用的增强,故在同一温度下,含 La 的 YIG 的饱和磁矩也就稍为增大了。但当有弱磁性的新相出现时,则样品的总有效(平均)磁矩 σ_s 将随 x 而减小。因此,我们认为非石榴石结构的弱磁性相可能在 $x = 0.10$ 附近就出现了。但由于数量很少, X 射线分析和金相观察都没有发现出来。

σ_s 由于少量 La^{3+} 代 Y^{3+} 而稍增大的现象,我们在 Y-LaIG 单晶的初步测量中也观察到了。

在以钙钛石相为主要组分的样品($x = 1.00$)中,其“饱和”磁矩 σ_s (对于 LaFeO_3 来说,我们所用的磁场尚不能使它饱和)远大于 LaFeO_3 的以及文献上关于 $\text{La}_x\text{Fe}_{2-x}\text{O}_3$ ^[19] 的数值(约高一个数量级),但居里点 θ_f 却较为接近(约低 60°C)。我们目前虽还不能明确地解释 σ_s 和 θ_f 在这一成分表现异常的原因,但我们推测,可能是空位在 Fe^{3+} 的两个反铁磁次点阵中从充分布所产生的未完全抵消的反铁磁性(亚铁磁性)的结果。看来,由于样品中复相造成的不均匀性,是可能引起结构上的缺陷出现的;而 θ_f 的降低也可以用 $\text{Fe}^{3+}-\text{O}-\text{Fe}^{3+}$ 超交换作用键的数目减少来解释。另外,还有两个间接相关的实验有利于我们的推测:(1) Белов 等^[20] 曾用少量(~ 10 原子%) Al^{3+} 代换 LaFeO_3 中的 Fe^{3+} ,观察到 σ_s 的显著增大(~ 10 倍)和 θ_f 降低的现象。他们认为这可能是 Al^{3+} 在 Fe^{3+} 的反铁磁次点阵中从充分布的结果。(2) Néel^[21] 曾用空位在反铁磁次点阵中从充分布解释 FeSi_{1+x} 的亚铁磁性。

(3) 从图 4 可以看出,低频(8000 赫兹)起始磁导率 μ_0 与 σ_s^2 成比例,这是与一般的弱磁场下的磁化过程的理论^[22]相符合的。但由于磁畴转动过程和畴壁位移过程,都可以得到 $\mu_0 \propto M_s^2 \propto \sigma_s^2$ 的关系(M_s 为饱和磁化强度,这里略去了不同成分间密度的很少的差别)。为了决定我们所研究的样品中起主要作用的磁化机构,我们粗略地估计了在 YIG 的情形下,五种简单磁化模型的 μ_0 值(表 2)。在估计时,我们取磁晶各向异性常数 $K_1 = -5.1 \times 10^3$ 尔格/厘米³^[24],饱和磁致伸缩常数 $\lambda_s = -3.7 \times 10^{-7}$ ^[25],内胁强 $\sigma_i \approx 10^9$ 达因/厘米²^[23](设 σ_i 接近使样品破裂的强度),杨氏模量 $E = 2 \times 10^{12}$ ^[26],单位体积中的畴壁总面积 $S \approx \frac{1}{d} \approx 10^3$ 厘米⁻¹(其中 d 为磁畴的线度),畴壁能密度 $w \approx 1$ 尔格/厘米², $\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \approx 2 \times 10^6$ 尔格/厘米⁴^[22](其中 x 为畴壁的位置坐标,微分系对畴壁的平衡位置),畴

壁的最大挠度 $D \approx d \approx 10^{-3}$ 厘米。从表 2 中可以看出, 这几种磁化模型对于 μ_0 的贡献相差是较大的; 而根据第(1)种和第(5)种模型估计得到的 μ_0 值, 在数量级上与我们的实验结果较接近, 但以第(1)种模型得到的更接近实验值 $\mu_0 = 32$ 。看来这也是较易理解的, 因为在多晶铁氧体中, 由于空隙等缺陷对于畴壁移动的阻力较大, 故在起始磁化阶段, 主要为畴壁转动过程, 只有当磁场增大 ($H \geq H_c$) 以后, 畴壁位移过程才变得重要起来^[27]。严格说来, 在复相的情形下, 测得的 μ_0 和 M_s 是样品的有效(平均)的磁导率和磁化强度, 而上述模型只是在单相区域才适合的。故当样品中已有弱磁性的新相存在时, 就不能再简单地引用表 2 中的公式了。

表 2 5 种磁化模型的 μ_0 值的估计

磁化过程	起始磁化率 χ_0	$\mu_0 = 1 + 4\pi\chi_0$
(1) 由磁晶各向异性决定的磁畴转动过程 ^[28]	$\frac{M_s^2}{2 K_1 }$	20
(2) 由胁强各向异性决定的磁畴转动过程 ^[29]	$\frac{2M_s^2}{9\lambda_s^2 E} \rightarrow \frac{2M_s^2}{9 \lambda_s \sigma_i }$	$1.64 \times 10^5 \rightarrow 122$
(3) 90° 畴壁位移过程 ^[22]	$\frac{M_s^2}{\lambda_s^2 E} \rightarrow \frac{M_s^2}{ \lambda_s \sigma_i }$	$7.4 \times 10^5 \rightarrow 550$
(4) 180° 畴壁位移过程 ^[23]	$\frac{4M_s^2 S}{\frac{\partial^2 w}{\partial x^2}}$	410
(5) 畴壁扩张过程 ^[23]	$\frac{M_s^2 D}{\pi w d}$	65

(4) 矫顽力 H_c 随 La 含量 x 的增加而增大, 可以认为是由于磁的不均匀性所引起的。这种不均匀性在单相区域中主要为 La^{3+} 代换 Y^{3+} 引起的结构上的不均匀性和空隙及晶粒的分布等; 在复相区域中, 则由磁性强弱不同的相、以及复相对于固相反应的障碍所造成的不均匀性, 将逐渐起着更重要的作用。在图 5 中 $\log H_c - x$ 曲线所表现的变化情况, 便可能是起主要作用的磁的不均匀性不同的反映。不过由于目前的数据有限, 还不可能作更进一步的分析。

(5) 由图 6 可以看出 g_{eff} 与频率及成分都有着较显著的相倚性。Okamura 等曾经指出^[28]: 由于样品中有内场 H_i 的作用, 会使产生铁磁共振的外磁场 H_0 改变, 因而使 g_{eff} 表现出与频率有关。根据各向同性的球形样品的铁磁共振公式:

$$\omega = \gamma_{\text{eff}} H_0 = \left(\frac{g_{\text{eff}} e}{2mc} \right) H_0, \quad (1)$$

当考虑了内场 H_i 以后, 式(1)变为

$$\omega = \gamma(H_0 + H_i) = \left(\frac{g e}{2mc} \right) (H_0 + H_i), \quad (2)$$

其中 ω 为微波场角频率, γ_{eff} , γ 和 g_{eff} , g 分别为有效的和材料内禀的旋磁比和 g 因子, e 和 m 为电子的电荷和静质量, c 为光速。将两种频率下测得的 H_0 和 ω 代入式(2)中, 可以求出不同成分样品的 H_i (图 8) 和 g 因子 (图 6)。可以看出, 经过考虑内场以后, 除 $x = 0.50$ 的成分以外, g 因子都非常接近 YIG 的数值(2.00), 这与样品中唯一的磁性离子

Fe^{3+} 为 s 态是符合的。内场 H_i 随 La 含量 x 的增加而增大, 并在 $x \geq 0.10$ 时与 x 呈指数式的关系, 而且 $\log H_i - x$ 直线与 $\log \Delta H - x$ 和 $\log H_c - x$ 的直线部分几乎平行, 这说明它们的内在机构是相似的。

(6) 在两种频率下, 铁磁共振线宽 ΔH 与 La 含量 x 的关系, 从图 7 显然可看出有 2

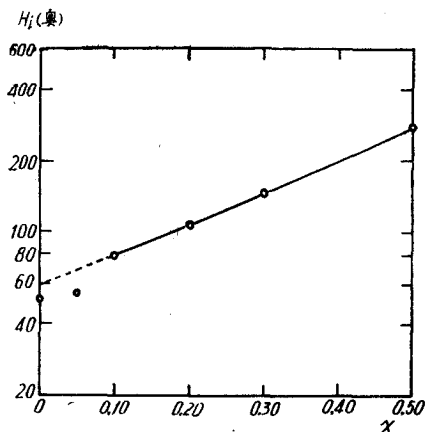


图 8 $\text{Y}_{3(1-x)}\text{La}_{3x}\text{Fe}_{50}\text{O}_{12}$ 的内场 H_i 与成分 x 的关系

个不同的区域。在 $0 \leq x \leq 0.05$ 的区域(I)内, ΔH 随 x 的增加而增大; 而在 $0.10 \leq x \leq 0.50$ 的区域(II)内, 不但 ΔH 较区域 I 陡然地提高了 165 奥(3970 兆赫)和 220 奥(9160 兆赫), 而且 ΔH 与 x 呈指数式关系, 直线部分的 $\ln \Delta H - x^{1)}$ 与 $\ln H_i - x$ 及 $\ln H_c - x$ 有着差不多相同的斜率(表 3)。我们认为这不是偶然的, 而是反映了它们具有共同的本质。这便是磁的不均匀性。在区域(I)内, 磁的不均匀性主要是 La^{3+} 代换 Y^{3+} 引起的结构上的不均匀性, 以及空隙和多晶性等的影响。前者包括氧参数的小的改变和局部胁强, 但因 YIG 的磁致伸缩效应很小(假设少量的 La 代换 Y 对 λ_s 的影响很小), 故由这种磁的不均匀性引起

的自旋波的散射效应也较小, 对共振线宽 ΔH 的影响不大。但在区域(II)内, 磁的不均匀性主要决定于弱磁性新相的出现, 以及在烧结过程中由于复相阻碍了固相反应的扩散过程而引起的成分上的不均匀及空隙的增加, 这样在样品的所有相中都可能造成显著的磁

表 3 ΔH 、 H_i 和 H_c 与 x 的指数式关系

A	$\Delta H(9160 \text{ 兆赫})$	$\Delta H(3970 \text{ 兆赫})$	H_i	H_c
x (呈指数式关系的成分范围)	0.10—0.50	0.10—0.50	0.10—0.50	0.20—0.50
$\delta \ln A / \delta x$ ($\ln A - x$ 直线的斜率)	2.45	2.55	3.00	2.74

的不均匀性, 形成大量的自旋波散射中心, 因而使 ΔH 显著增大。自然, 原来的空隙和多晶性等的影响也还是存在的。这些磁的不均匀性是难于确切地描述的。这里, 我们从唯象的观点进行一些分析。设 La 含量为 x 时的磁的不均匀性程度为 I , 则在复相出现的区域内, 不均匀性的增量 dI 不仅与 La 含量的增量 dx 有关, 而且也与原来的不均匀性程度 I 有关(因它会阻碍固相反应的扩散过程), 这样得到

$$dI \propto I dx, \quad (3)$$

或

$$dI = C I dx, \quad (3a)$$

积分以后得

$$I = B e^{Cx}, \quad (4)$$

其中 C 和 B 为常数。如果 ΔH 、 H_i 和 H_c 都与磁的不均匀性程度 I 成比例, 则我们便得到了 ΔH 、 H_i 和 H_c 与 x 的指数式关系, 并且它们的对数与 x 的关系曲线具有相同的斜率。这

1) $\ln$ 表示以 e 为底的自然对数, 而 $\log$ 表示以 10 为底的对数。

些都是同我們的实验結果相符合的。 $x = 0.10$ 成分的 H_c 偏低, 可能是在这成分附近, 新相出現得还較少, 而且其綫度也还小, 这样虽能对自旋波起散射作用, 对 ΔH 有贡献, 但对磁化过程(例如畴壁移动)的贡献却減小了, 因而使矫頑力 H_c 相对地偏低^[29]。

关于磁的不均匀性对铁磁共振綫寬 ΔH 和矫頑力 H_c 的影响, Белов^[30] 曾从 ΔH 和 H_c 与温度的关系作过比較研究, 发现二者随温度的变化趋势相似, 但并未作定量的分析。我們現在的工作則是探討从复相引起的磁的不均匀性的影响。从相当简单的唯象观点来说明我們实验上观测到的若干現象。

关于 3 厘米波段的共振綫寬 ΔH 在各种成分下都大于 7.5 厘米波段的相应綫寬 的原因, 我們还不清楚。看来, 这也是难于用 Schlömann 关于多晶铁氧体的“自旋波近似”理論的頻率效应^[31]来解释的。

潘孝頌和李蔭远教授对本工作給予了很大的关怀, 并提出了若干宝贵的意見; 在本工作进行中, 还有田仲山、张文謹和楊中兴同志参加了样品的制备, 梁炳文和石秀貞同志各参加了一部分的測量工作, 宁太山、郎祝三和徐殿海同志分別参加了一部分的 X 射綫照相和飽和磁矩的測量工作, 作者謹对他們表示感謝。

参 考 文 献

- [1] Pauthenet, R., *Ann. de Phys.*, **3** (1958), 424.
- [2] LeCraw, R. C. and Spencer, E. G., *J. Appl. Phys.*, **30** (1959), Suppl. No. 4, 185s.
- [3] 李国栋、翟清永、辛厚文、陈仲荣, 物理学报, **16** (1960), 281.
- [4] Gilleo, M. A. and Geller, S., *Phys. Rev.*, **110** (1958), 73.
- [5] Белов, К. П. и Малевская, Л. А., *Изв. АН СССР, сер. физ.*, **25** (1961), 1371.
- [6] Dillon, J. F. and Nielsen, J. W., *Phys. Rev.*, **120** (1960), 105.
- [7] Goldring, G., Schieber, M. and Vager, Z., *J. Appl. Phys.*, **31** (1960), 2057.
- [8] Geller, S., Williams, H. J. and Sherwood, R. C., *Phys. Rev.*, **123** (1961), 1692.
- [9] Aharoni, A. and Schieber, M., *J. Phys. Chem. Solids*, **19** (1961), 304.
- [10] Lories, J. et Villers, G., *C. R. Acad. Sci. (Paris)*, **252** (1961), 1590.
- [11] Schieber, M. and Kalman, Z. H., *Acta Cryst.*, **14** (1961), 1221.
- [12] Гублер, И. Е., *Прибор и техника эксперимента* (1960), № 5, 145.
- [13] Гуревич, А. Г. и Гублер, И. Е., *Ферриты*, (1960), стр. 539.
- [14] Forestier, H. and Guiot-Guilloin, G., *C. R. Acad. Sci. (Paris)*, **230** (1950), 1844.
- [15] Weisz, R. S., *Ceramic Age*, **59** (1952), No. 5, 35.
- [16] Geller, S. and Gilleo, M. A., *J. Phys. Chem. Solids*, **3** (1957), 30.
- [17] Weidenborner, J. E., *Acta Cryst.*, **14** (1961), 1051.
- [18] 李国栋 (尚未发表).
- [19] Watanabe, H., *J. Phys. Soc. Japan*, **14** (1959), 511.
- [20] Белов, К. П., Зайцева, М. А., Кадомцева, А. М. и Тимофеева, В. А., *Изв. АН СССР сер. физ.*, **25** (1961), 1389.
- [21] Néel, L., *Rev. Mod. Phys.*, **25** (1953), 58.
- [22] Вонсовский, С. В. и Шур, Я. С., *Ферромагнетизм*, (1948), стр. 358.
- [23] Smit, J. W. and Wijn, H. P. J., *Ferrites*, (1959), p. 72, 244.
- [24] Dillon, J. F., *Phys. Rev.*, **105** (1957), 759.
- [25] Nakamura, A. and Sugiura, Y., *J. Phys. Soc. Japan*, **15** (1960), 1704.
- [26] Gibbons, D. F. and Chirba, V. G., *Phys. Rev.*, **110** (1958), 770.
- [27] Went, J. J. and Wijn, H. P. J., *Phys. Rev.*, **82** (1951), 269.
- [28] Okamura, T., Torizuka, Y. and Kojima, Y., *Phys. Rev.*, **88** (1952), 1425.
- [29] Néel, L., *Cahier de Phys.*, No. 25, (1949), 21.
- [30] Белов, К. П., Белов, В. Ф., Малевская, Л. А., Педько, А. В. и Соколов, В. И., *ФММ*, **12**

(1961), 636.

[31] Schlömann, E., *J. Phys. Chem. Solids*, 6 (1958), 242.

STUDY OF THE MAGNETIC PROPERTIES AND FERROMAGNETIC RESONANCE OF THE YTTRIUM-LANTHANUM IRON GARNET SYSTEM

LI GUO-DONG, ZHAI CHING-YONG, GUO DE-QUAN, LI JING-YUAN

(*Institute of Physics, Academia Sinica*)

ABSTRACT

The magnetic properties and Ferromagnetic resonance of the yttrium-lanthanum iron garnet system $\text{Y}_{3(1-x)}\text{La}_{3x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ were investigated at the compositions corresponding to $x=0, 0.05, 0.10, 0.20, 0.30, 0.50, 0.75$ and 1.00 . The single-phase region with garnet structure determined by the X-ray powder pattern analysis and metallographic observations extends to about $0.10 < x < 0.20$. However, magnetic and ferromagnetic resonance observations indicate a somewhat narrower single-phase region. The saturation magnetic moments per gram σ_s , initial permeability μ_0 , coercive force H_c , effective g -factors g_{eff} and resonance line-width ΔH (at 3970 and 9160 Mc) were measured as a function of composition. The variation of σ_s with composition and the magnitude of μ_0 as viewed from various magnetization mechanisms were discussed. From the frequency dependence of g_{eff} , the intrinsic g -factors and internal fields H_i of the materials were calculated. Exponential dependence of ΔH , H_i and H_c on x in certain composition region was observed experimentally and interpreted from the point of view of magnetic inhomogeneities.