

最后讨论一下如果得到的拟合实际上并不是最佳拟合,其影响表现在哪里。这时所得的拟合函数关系与 y 和 x 实际的关系有所偏离,应表现在作 χ^2 检验时 χ_{\min}^2 值比 $N - m$ 要大得多。但是由于 σ^2 是未知的, χ_{\min}^2 的值无法与 $N - m$ 直接比较,从而无法作这方面的检验。最后利用 (5.37) 式来估计标准误差则直接依赖于 $\langle \chi_{\min}^2 \rangle = N - m$ 。因此,如果所得的拟合不是最佳拟合,则直接的后果是利用 (5.37) 式给出的标准误差估计值比实际的要偏大,真实的值有可能比用 (5.37) 式估计出的值小。

3. 在用最小二乘法作曲线拟合时,如果对

所得结果进行 χ^2 检验, $\langle \chi_{\min}^2 \rangle \gg N - m$, 则有可能是由于观测值 y_i^* 服从的不是正态分布引起的。为了进一步核实是否是这个因素引起的,有时还需要设法作进一步的检验,这里就不仔细讨论了。

在用最小二乘法作曲线拟合时,给出了各参数 c_j 的估计值 \hat{c}_j , 并得出它们的方差和协方差的估计值。由于一般说来各 \hat{c}_j 之间的协方差的估计值不为零,因此不能把各 \hat{c}_j 当作互相独立的量来估计所得拟合曲线的误差(即利用所得拟合曲线由 x 值预言 y 值时的误差),这是常常容易被忽视的一点。

磁性测量讲座

第一讲 铁磁共振的实验方法及其在磁性测量中的应用

廖绍彬 周丽年 尹光俊

(北京大学物理系)

一、铁磁共振及其实验方法

1. 张量磁化率

磁性物体的磁化率定义为磁化强度矢量与其内部磁场强度矢量之比。在稳恒磁场下,磁化率为一实数;在交变磁场下,磁化率一般是一复数,即 $\chi = \chi' - i\chi''$, 其中 χ' 和 χ'' 分别称为磁化率的实数部分和虚数部分。但是当磁性物体受到稳恒磁场和微波磁场的同时作用时,微波磁化率(定义为微波磁化强度矢量和样品内微波磁场矢量之比)则是一张量。对于椭球形样品,当外加稳恒磁场沿椭球体的主轴方向时,张量磁化率 $\bar{\chi}$ 的具体表示式一般为

$$\bar{\chi} = \frac{\mathbf{m}}{\mathbf{h}} = \begin{pmatrix} \chi & -i\chi_a & 0 \\ i\chi_a & \chi & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

其中 χ , χ_a 分别称为张量磁化率的对角组元和

非对角组元,它们都是复数,即 $\chi = \chi' - i\chi''$ 和 $\chi_a = \chi'_a - i\chi''_a$ 。另外,人们经常将微波磁化强度 \mathbf{m} 与外加微波磁场 \mathbf{h}_e 之比称为外张量磁化率,而将前述微波磁化强度 \mathbf{m} 与样品内微波磁场 \mathbf{h} 之比称为内张量磁化率,分别表示为 $\bar{\chi}^e$ 和 $\bar{\chi}^i$ 或 $\bar{\chi}$ 。

对于主轴与外加稳恒磁场同为 z 轴的椭球样品,外张量磁化率的具体表示式一般为

$$\bar{\chi}^e = \frac{\mathbf{m}}{\mathbf{h}_e} = \begin{pmatrix} \chi^e & -i\chi_a^e & 0 \\ i\chi_a^e & \chi^e & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

其中 χ^e , χ_a^e 分别称为外张量磁化率的对角组元和非对角组元,它们也都是复数,即 $\chi^e = \chi'^e - i\chi''^e$ 和 $\chi_a^e = \chi'_a{}^e - i\chi''_a{}^e$ 。

$\bar{\chi}^e$ 和 $\bar{\chi}$ 是不相同的,但又是相互紧密相关的。若知道 $\bar{\chi}^e$, 则可求出 $\bar{\chi}$; 反之,知道 $\bar{\chi}$ 也可求出 $\bar{\chi}^{e(1,2)}$ 。

2. 铁磁共振

从经典意义上讲,铁磁共振一般指的是铁磁体在稳恒磁场(包括外加稳恒磁场、稳恒退磁场、磁晶各向异性等效场等)和交变磁场的同时作用下,其内张量磁化率(或外张量磁化率)的对角组元跟外加交变场的振动圆频率 ω 和稳恒磁场 H_c 的关系遵从如下共振规律:当 ω 变化到一定的值(H_c 为常数)或 H_c 变化到一定的值(ω 为常数)时,对角组元的虚数部分呈现极大值(这相应于铁磁体的磁损耗呈现极大值)。

从量子力学的观点来看,铁磁共振现象指的是铁磁体在稳恒磁场的作用下,形成一定的能级,当外加电磁波的能量子($\hbar\omega$)等于能级间隔时,发生能量吸收。

3. 铁磁共振的实验方法

研究铁磁共振可采用如图1和图2所示的装置,我们把这种测量装置称为铁磁共振测量系统。若采用反射法,则图1中“受稳恒磁场作用的谐振腔系统”的部分就是如图2(a)所示;若采用传输法,则这部分就如图2(b)所示。

从速调管发出的微波,经隔离器1和可变衰减器,由定向耦合器分出一部分微波经隔离器2进入T形波导,再由T形波导分成两部分微波,其中一部分经隔离器3进入微波功率计作为功率监视,另一部分经隔离器4进入频率计作为微波频率测定。

从定向耦合器主路传输出来的微波,经隔离器5进入受稳恒磁场作用的放样品的波导谐振腔(简称样品腔)系统,然后依次经隔离器6、精密读数衰减器、隔离器7,进入晶体检波器,检出的微波信号经微安表进入电子稳频器,从而使样品腔作为稳频参考腔,使速调管的微波发射频率在测量过程中始终和样品腔的谐振频率相一致。

利用图1所示的铁磁共振测量系统,采用合适的样品腔和适当形状的和适当的样品放置位置,并且配备加热、测温和加压装置等,我们就可以测量铁磁体的下述多个物理量。

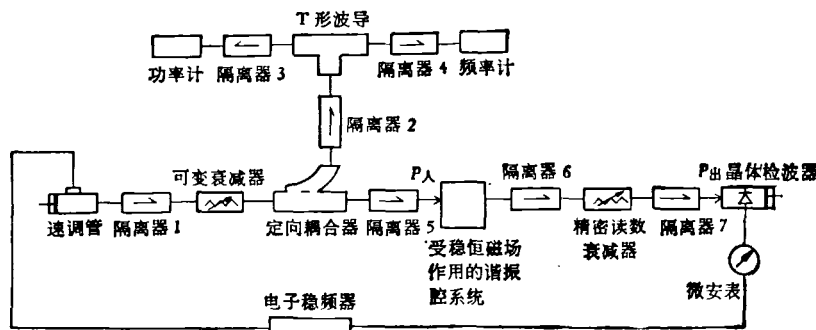


图1 铁磁共振实验装置

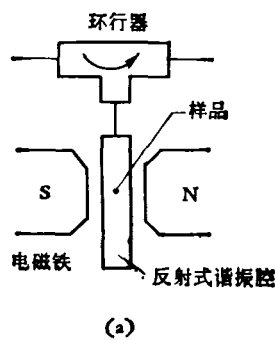


图2(a) 受稳恒磁场作用的反射腔系统

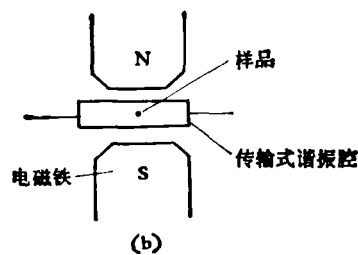


图2(b) 受稳恒磁场作用的传输腔系统

二、铁磁共振实验方法应用于磁性测量的原理简介

如果在一个 LC 振荡回路的电感 L 中放入一个磁性物体, 则此振荡回路的谐振频率和 Q 值(品质因数)都将发生变化。通过测量放入磁性物体前后的谐振频率和 Q 值的改变, 则可以求出该磁性物体的复数磁化率 $\chi = \chi' - i\chi''$ 。同样道理, 如果在一个微波振荡回路(一般称为谐振腔)中放入铁磁样品, 谐振腔的谐振频率和 Q 值也将发生变化。

对于反射式谐振腔, Q 值的改变跟反射系数(反射功率与入射功率之比)的改变相联系; 对于传输式谐振腔, Q 值的改变跟传输系数(传输功率与入射功率之比)的改变相联系。因此通过测量放入样品前后谐振腔谐振频率和反射系数(对于反射式谐振腔)或传输系数(对于传输式谐振腔)的改变, 并根据谐振腔和样品的形状、尺寸以及样品在谐振腔中的安放位置, 可以求出样品的张量磁化率等多种物理量。

如果输入到谐振腔去的功率始终保持一定, 同时通过精密读数衰减器使经过谐振腔反射(对于反射式谐振腔)或透射(对于传输式谐振腔)而进入到检波器的功率 $P_{\text{出}}$ (见图 1)也始终保持一定, 则放入样品前后谐振腔的 Q 值改变跟精密读数衰减器衰减量的改变相联系。因此, 通过测量放入样品前后谐振腔谐振频率和精密读数衰减器衰减量的改变, 并根据谐振腔和样品的形状、尺寸以及在谐振腔中的安放位置, 可求出样品的张量磁化率等多种物理量。

三、铁磁共振实验方法在磁性测量中的应用

1. 旋磁比 γ 、 g 因子和铁磁共振线宽 ΔH 的测量^[1,3,4]

铁磁物质的总磁偶极矩与其总动量矩之比称为旋磁比。对于各向同性、均匀的铁磁物质, 旋磁比是一实数, 表示为

$$\gamma = g \frac{\mu_0 |e|}{2m_e}, \quad (1)$$

其中 e 为电子电量, m_e 为电子静止质量, μ_0 为真空磁导率, g 为光谱分裂因子。

我们知道, 一个放置于圆频率为 ω 的微波磁场中的球形样品, 其外张量磁化率的对角组元 χ^o 的虚数部分 $\chi^{o''}$ 对外加稳恒磁场 H_e 的关系曲线, 如图 3 所示。

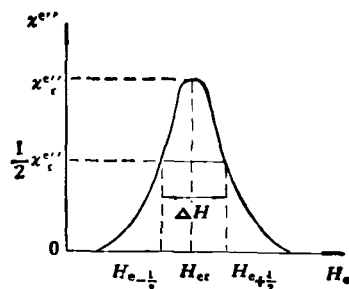


图 3 外张量磁化率的对角组元 χ^o 的虚数部分 $\chi^{o''}$ 对外加稳恒磁场 H_e 的关系曲线

当外加稳恒磁场 H_e 为 H_{cr} 值(称为铁磁共振磁场)时, $\chi^{o''}$ 达极大值 $\chi_{cr}^{o''}$ 。对于球形样品, 铁磁共振磁场 H_{cr} 和微波磁场的圆频率 ω 的关系为^[1,2,5]

$$H_{cr} = \frac{\omega}{\gamma}. \quad (2)$$

当外加稳恒磁场 H_e 为 $H_{e-\frac{1}{2}}$ 或 $H_{e+\frac{1}{2}}$ 值(称为铁磁共振线宽点磁场或半宽点磁场)时, $\chi^{o''}$ 的值只有其最大值 $\chi_{cr}^{o''}$ 的一半, 差值 $(H_{e+\frac{1}{2}} - H_{e-\frac{1}{2}})$ 称为铁磁共振线宽 ΔH , 即

$$\Delta H = H_{e+\frac{1}{2}} - H_{e-\frac{1}{2}}. \quad (3)$$

下面我们介绍如何利用如图 1 所示的铁磁共振测量系统来测量旋磁比 γ , g 因子和铁磁共振线宽 ΔH 。

将球形小样品放在波导谐振腔中微波磁场最大同时微波电场为零处, 垂直于波导谐振腔的宽面加上稳恒磁场。调节稳恒磁场大小使腔的反射系数最大(对于耦合系数小于 1 的反射式谐振腔)或传输系数最小(对传输式谐振腔), 若这时的稳恒磁场以 H_{cr} 表示, 微波圆频率以 ω 表示, 则由(2)式可求得旋磁比 $\gamma(=\omega/H_{cr})$, 然后可利用(1)式计算得到 g 因子。

如果在测量过程中, 始终保持输入到样品腔的输入功率 $P_{\text{入}}$ 不变, 并通过调节精密读数衰

减器的衰减量,始终保持经精密读数衰减器、隔离器7到晶体检波器的输出功率 $P_{出}$ 不变(见图1),则可以证明^[1]

$$\Delta\alpha_{\frac{1}{2}} = 20 \lg \left\{ (10^{\Delta\alpha_{\infty}/20} + 10^{\Delta\alpha_r/20} - 2 \times 10^{\Delta\alpha_{\infty}/20} \times 10^{\Delta\alpha_r/20}) / (2 - 10^{\Delta\alpha_{\infty}/20} - 10^{\Delta\alpha_r/20}) \right\} \quad (\text{对 } \beta \leq 1 \text{ 的反射式谐振腔}); \quad (4A)$$

$$\Delta\alpha_{\frac{1}{2}} = \alpha_{\infty} + 20 \lg 2 - 20 \lg (1 + 10^{(\alpha_{\infty} - \alpha_r)/20}) \quad (\text{对传输式谐振腔}), \quad (4B)$$

其中 $\Delta\alpha_{\frac{1}{2}} = \alpha_{\frac{1}{2}} - \alpha_{失}$, $\Delta\alpha_r = \alpha_r - \alpha_{失}$, $\Delta\alpha_{\infty} = \alpha_{\infty} - \alpha_{失}$; $\alpha_{失}$ 为样品腔失谐时精密读数衰减器的读数; α_{∞} 为样品腔调谐, 并且加在样品上的稳恒磁场 H_c 很大于样品的共振磁场 H_{c_r} ($H_c \gg H_{c_r}$) 时的精密读数衰减器的读数; α_r 为样品腔调谐, 而加在样品上的稳恒磁场 H_c 为共振磁场 H_{c_r} 时的精密读数衰减器的读数; $\alpha_{\frac{1}{2}}$ 为样品腔调谐, 而加在样品上的稳恒磁场 H_c 为半宽点磁场值 $H_{c-\frac{1}{2}}$ 或 $H_{c+\frac{1}{2}}$ 时的精密读数衰减器的读数。

当我们由精密读数衰减器读出了样品腔失谐时的读数 $\alpha_{失}$ 、在很大的稳恒磁场 (一般大于 5000Oe) 处的读数 α_{∞} 以及在共振场 H_{c_r} 处的读数 α_r 以后, 则由 (4A) 或 (4B) 式可以计算出半宽点磁场处精密读数衰减器应放置的衰减量数值 $\alpha_{\frac{1}{2}}$ 。将精密读数衰减器读数位置置于 $\alpha_{\frac{1}{2}}$ 值处, 调节稳恒磁场, 使输出功率 $P_{出}$ 保持在原有水平上, 则可以得到两个相应于半宽点的稳恒磁场值 $H_{c-\frac{1}{2}}$ 和 $H_{c+\frac{1}{2}}$, 由这两个值可求得铁磁共振线宽 ($\Delta H = H_{c+\frac{1}{2}} - H_{c-\frac{1}{2}}$)。

关于 ΔH 的测量, 除了上述方法外, 经常采用的还有传输式波导法和反射式波导法等^[1]。

2. 微波张量磁化率 $\bar{\chi}$ 的测量

前面谈到张量磁化率有外张量磁化率与内张量磁化率之分, 它们虽不同但彼此密切相关, 测出外张量磁化率就可以求出内张量磁化率。这里我们介绍如何测量外张量磁化率 $\bar{\chi}^e$ 。

测量外张量磁化率 $\bar{\chi}^e$, 就是要测定其对角组元 χ^e , 和非对角组元 χ_{ij}^e , 下面介绍如何利用图1所示装置测量它们。

(1) 张量磁化率对角组元的测量

将一个小的球形样品放在 TE_{10n} 波导谐振腔中微波磁场最大并且微波电场为零处, 垂直于谐振腔宽面外加一稳恒磁场 H_c , 这时便引起谐振腔谐振频率和 Q 值的改变。可以证明, 此时谐振腔谐振频率和 Q 值的改变跟样品的外张量磁化率对角组元 χ^e 有如下的关系^[1]:

$$\chi^{e'} = -\frac{1}{A} \frac{f_s - f_0}{f_s}, \quad (5A)$$

$$\chi^{e''} = \frac{1}{2A} \left(\frac{1}{Q_L^i} - \frac{1}{Q_L} \right), \quad (5B)$$

其中 f_0 , f_s 分别为未放和放入样品时谐振腔的谐振频率; Q_L , Q_L^i 分别为未放和放入样品时谐振腔的有载 Q 值; $A = \frac{2v_s}{v_c \left[1 + \left(\frac{l}{na} \right)^2 \right]}$, 其中 v_s , v_c 分别为样品和谐振腔的体积, l , a 分别为矩形波导谐振腔的腔长和宽边长, n 为波导谐振腔腔长方向半波长的整倍数。

利用图1所示的铁磁共振实验装置测出 $\frac{f_s - f_0}{f_s}$ 和 $\left(\frac{1}{Q_L^i} - \frac{1}{Q_L} \right)$, 由 (5A) 和 (5B) 根据样品和谐振腔的几何尺寸可算出在该外加稳恒磁场 H_c (或内稳恒磁场 $H_i = H_c - \frac{1}{3} M_s$) 上的外张量磁化率对角组元的实数部分 $\chi^{e'}$ 和虚数部分 $\chi^{e''}$ 。

(2) 利用已经测定的外张量磁化率对角组元求相应的旋磁比 $\gamma(H_i)$ 和阻尼系数 $\alpha(H_i)$

对于外加稳恒饱和磁场 H_c 沿 Z 轴取向的球形样品, 外张量磁化率的对角组元 χ^e 的表达式为^[5]

$$\chi^e = \chi^{e'} - i\chi^{e''} = \frac{\gamma M_s (\gamma H_c + i\alpha\omega)}{(\gamma H_c + i\alpha\omega)^2 - \omega^2}. \quad (6)$$

如果如前面所述测定了在某内稳恒磁场 $H_i = H_c - N_z M_s$ (对于球形样品 $N_z = \frac{1}{3}$) 上的外张量磁化率的对角组元 χ^e , 则根据已知的样品的饱和磁化强度 M_s , 及微波圆频率 ω , 由下述迭代法从 (6) 式可算出在该内场 H_i 上的旋磁比 $\gamma(H_i)$ 和阻尼系数 $\alpha(H_i)$ 。

首先设 (6) 式中的 $\gamma M_s = \gamma_0 M_s$, 其中 γ_0 是任意设定的一个常数, 例如可设为 $\gamma_0 = \gamma_c =$

$2.2102 \times 10^5 \text{ rad} \cdot \text{m} \cdot \text{A}^{-1} \cdot \text{sec}^{-1}$ (称电子旋磁比), 则(6)式写成

$$\chi^e = \frac{\gamma_0 M_s Q_0}{Q_0^2 - \omega^2}, \quad (7)$$

其中 $Q_0 = \gamma H_c + i\alpha\omega$, 可见 Q_0 的实数部分与 γ 相联系, 它的虚数部分与 α 相联系。

显然, 从(7)式可以方便地将 Q_0 解出, 并由 Q_0 算出 γ 和 α 。这次算出的 γ, α 是在假设 $\gamma = \gamma_0$ 的情况下得到的, 写为 γ_1, α_1 。

令(6)式中的 $\gamma M_s = \gamma_1 M_s$, 再一次解出 Q_0 , 算出 γ 和 α 。这次算出的 γ 和 α 是在假设 $\gamma = \gamma_1$ 的情况下得到的, 写为 γ_2 和 α_2 。依此类推, 可算出 $\gamma_3, \alpha_3; \gamma_4, \alpha_4; \dots; \gamma_{n-1}, \alpha_{n-1}; \gamma_n, \alpha_n; \dots$, 最后可根据所要求的精确度 (例如要求 $\left| \frac{\gamma_n - \gamma_{n-1}}{\gamma_n} \right| < 10^{-6}, \left| \frac{\alpha_n - \alpha_{n-1}}{\alpha_n} \right| < 10^{-6}$), 终止迭代计算。 γ_n, α_n 便是接近真值的旋磁比和阻尼系数。此 γ, α 值是相应于测定外张量磁化率对角组元 χ^e 时所加的稳恒磁场 H_c (样品内磁场 $H_i = H_c - \frac{1}{3} M_s$) 上的旋磁比和阻尼系数, 将它们写为 $\gamma(H_i)$ 和 $\alpha(H_i)$ 。

(3) 外张量磁化率非对角组元的确定

对于外加稳恒饱和磁场 H_c 沿 Z 轴取向的球形样品, 其外张量磁化率非对角组元 χ_s^e 的表达式为^[5]

$$\chi_s^{e'} = \frac{-\gamma M_s \omega (\gamma^2 H_c^2 - \omega^2)}{[\gamma^2 H_c^2 - (1 + \alpha^2) \omega^2]^2 + 4\alpha^2 \omega^2}, \quad (8A)$$

$$\chi_s^{e''} = \frac{2\gamma M_s \alpha \omega^3}{[\gamma^2 H_c^2 - (1 + \alpha^2) \omega^2]^2 + 4\alpha^2 \omega^2}, \quad (8B)$$

因此根据样品的饱和磁化强度 M_s , 微波圆频率 ω 和前面所得到的在所加外稳恒磁场上的旋磁比 γ 和阻尼系数 α , 可由(8A)和(8B)式计算得到张量磁化率的非对角组元的实数部分和虚数部分。

球形样品的内张量磁化率 $\bar{\chi}^i$ 与外张量磁化率 $\bar{\chi}^e$ 的关系为^[2,5]

$$\bar{\chi}^i = \left[(\bar{\chi}^e)^{-1} - \frac{1}{3} \right]^{-1},$$

其中 $\frac{1}{3}$ 为球形样品的退磁因子。可见, 确定了

物理

外张量磁化率之后, 则可以很容易地将内张量磁化率计算出来。

张量磁化率的测量, 除了上述方法外, 还有别的一些方法, 例如矩形腔线偏振场法、圆柱腔圆偏振场法等^[1,4,6-10]。

3. 有效线宽 ΔH_{eff} 的测量^[1,6,11,12,13]

有效线宽 ΔH_{eff} 定义为

$$\Delta H_{\text{eff}}(H_i) = \frac{2\alpha(H_i)\omega}{\gamma(H_i)}, \quad (9)$$

其中 ω 为微波圆频率, α 和 γ 分别为铁磁材料的阻尼系数和旋磁比。对于大多数多晶铁磁材料, 它们都是样品内稳恒磁场 H_i 的函数, 因而有效线宽 ΔH_{eff} 也是样品内稳恒磁场的函数, 故(9)式中的阻尼系数 α , 旋磁比 γ 以及有效线宽 ΔH_{eff} 分别写成 $\alpha(H_i), \gamma(H_i)$ 和 $\Delta H_{\text{eff}}(H_i)$ 。

从(9)式可以看出, 要测定在某一内稳恒磁场 H_i 上的有效线宽 $\Delta H_{\text{eff}}(H_i)$, 关键在于测定在该内稳恒磁场 H_i 上的旋磁比 $\gamma(H_i)$ 和阻尼系数 $\alpha(H_i)$ 。

前面曾讲到通过测量外张量磁化率的对角组元 χ^e , 经过迭代计算可以求得在给定的内稳恒磁场 H_i 上的旋磁比 $\gamma(H_i)$ 和阻尼系数 $\alpha(H_i)$, 所以只须将所求得的 $\gamma(H_i)$ 和 $\alpha(H_i)$ 代入(9)式, 即可求得在内稳恒磁场 H_i 上的有效线宽 $\Delta H_{\text{eff}}(H_i)$ 。

测量有效线宽还有另外一种方法, 那就是根据与(9)式等价的有效线宽的另一定义式

$$\Delta H_{\text{eff}} = 2M_s I_m \left(\frac{1}{\chi_+} \right) = 2M_s \frac{\chi_+''}{\chi_+'^2 + \chi_+''^2}, \quad (3,5)$$

其中 M_s 为待测样品的饱和磁化强度, $\chi_+ = \chi_+' - i\chi_+''$ 为正圆偏振磁化率, I_m 表示取其后面括号内的复数的虚部, 由正圆偏振磁化率 χ_+ 的测量通过计算而得到^[1,3,11]。

4. 饱和磁化强度 M_s , 居里温度 T_c 和亚铁磁体的抵消点 T_0 的测量

当一个小球形样品放在谐振腔中微波磁场很不均匀的地方时, 会出现铁磁共振的反常现象(静磁模)——共振曲线加宽以及附加吸收峰的出现。

附加吸收峰的位置(当稳恒磁场一定时, 指

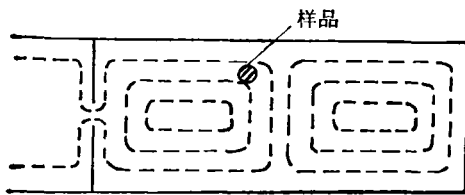


图4 静磁型共振的样品放置位置

的是微波工作圆频率；当微波工作圆频率一定时，指的是稳恒磁场）与样品的饱和磁化强度 M_s 有关，而且随着温度的升高因而饱和磁化强度减小的时候，各附加吸收峰的位置与主峰靠近，到达居里点或抵消点时，各附加吸收峰与主峰重合。

根据上述静磁模的性质，我们可利用图1所示的装置按如下方法测定样品的饱和磁化强度 M_s 。将球形样品放在谐振腔中微波磁场很不均匀的地方（如图4所示），在微波圆频率恒定的情况下，测出样品主共振峰所对应的外稳恒磁场 $H_c(110)$ 以及静磁模(220)的附加吸收峰所对应的外稳恒磁场 $H_c(220)$ ，则可按下式计算样品的饱和磁化强度 M_s [5]：

$$M_s = 15[H_c(110) - H_c(220)], \quad (10)$$

如果在图1所示的装置中，附加对样品进行加热和测温的装置，则可以测定样品的饱和磁化强度 M_s 对温度 T 的关系曲线。当各附加吸收峰与主峰位置重合时，此时的温度即为样品的居里温度或抵消点。

除了用上述静磁型共振法 [4] 测定样品的饱和磁化强度和居里温度或抵消点外，还可用薄片样品法 [5] 和球形样品法 [6] 由图1所示的装置来测定它们。

5. 磁晶各向异性常数和有效气孔率的测量 [1, 17, 18]

如果铁磁体是单晶体，可通过铁磁共振频率的测量来确定磁晶各向异性常数；如果铁磁体是多晶体，则可通过铁磁体在完全退磁态时的磁导率和铁磁共振线宽的测量，来确定磁晶各向异性常数和多晶铁磁体的有效气孔率。

(1) 单晶材料的情况

这里我们讨论普遍应用的立方晶格结构的

单晶铁磁体。它的第一级磁晶各向异性常数 $K_1 < 0$ ，且 K_1 的数值很大于第二级磁晶各向异性常数 K_2 的数值，即 $|K_1| \gg |K_2|$ 。

我们知道，若将小的球形样品置于谐振腔中微波磁场均匀处，保持微波工作圆频率不变而外加稳恒磁场沿 [001] 晶轴方向时，样品的铁磁共振磁场设为 $H_c[001]$ ；外加稳恒磁场沿 [111] 晶轴方向时，样品的铁磁共振磁场设为 $H_c[111]$ ，二者之差值 $H_c[001] - H_c[111]$ 与磁晶各向异性常数 K_1 有如下的关系 [3]：

$$H_c[001] - H_c[111] = \frac{10}{3} \frac{|K_1|}{\mu_0 M_s}, \quad (11)$$

其中 M_s 为样品的饱和磁化强度， μ_0 为真空磁导率。因此只要测定 $H_c[001]$ 和 $H_c[111]$ ，由已知的样品饱和磁化强度 M_s ，可按(11)式算出各向异性常数 K_1 的数值。

测量时，首先将单晶小球 ($\phi \sim 1\text{mm}$) 用 X 射线仪进行分析并定出 (110) 晶面（此晶面包含 [001] 和 [111] 二晶轴），把样品安置在可转动的聚四氟乙烯支柱上，使 (110) 晶面与支柱垂直，然后利用图1装置将样品从矩形波导谐振腔的窄壁上的小孔中插入腔内微波磁场最大而微波电场为零处，垂直于波导谐振腔宽面加稳恒磁场 H_c ，这时 H_c 处在单晶样品的 (110) 面中。转动样品，分别测出外加稳恒磁场沿 [001] 和 [111] 方向时的铁磁共振磁场 $H_c[001]$ 和 $H_c[111]$ ，然后由(11)式可以算出 $\frac{|K_1|}{M_s}$ ，再用其他方法测出样品的饱和磁化强度 M_s ，便可定出磁晶各向异性常数 $|K_1|$ 。

对于 $K_1 > 0$ 的立方结构单晶材料以及要求 K_1 和 K_2 同时测定的情况，还有对于六角结构的单晶材料等，各向异性常数的测量可用与上述相似的方法，详见文献 [1, 5]。

(2) 多晶材料的情况 [18]

对于其磁晶各向异性等效场 H_a 很小于其饱和磁化强度的多晶铁磁材料，其铁磁共振线宽 ΔH 可表示为

$$\Delta H = \frac{8\pi\sqrt{3}}{21} \left(\frac{H_a^2}{4\pi M_s} \right) + \frac{8}{\sqrt{3}\pi} 4\pi M_s \times$$

$$\times \frac{P_{\text{eff}}}{1 + P_{\text{eff}}}, \quad (12)$$

其中 H_a 为磁晶各向异性等效场, P_{eff} 是有效气孔率。对于 $K_1 < 0$ 的立方结构铁氧体, $H_a = \frac{4}{3} \frac{|K_1|}{M_s}$; 对于 $K_1 > 0$ 的立方结构铁氧体, $H_a = \frac{2K_1}{M_s}$; 对于六角结构铁氧体, $H_a = \frac{2|K_u|}{M_s}$ 。

在 (12) 式中已略去了铁氧体的内禀线宽 ΔH_i , 因为一般 ΔH_i 都是很小的。

此外, 我们还知道处于完全退磁态的多晶铁氧体的微波磁导率的实数部分 μ'_0 可表示为

$$\mu'_0 = \frac{1}{3} + \frac{2}{3} \left[\frac{H_c^2 - (H_a + 4\pi M_s)^2}{H_c^2 - H_a^2} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (13)$$

其中 $H_c = \frac{\omega}{\gamma}$, ω 为微波工作圆频率, γ 为旋磁比。因为

$$4\pi M_s = 4\pi M_m / (1 - P_{\text{eff}}), \quad (14)$$

其中 M_m 为多晶样品的最大表观磁化强度, 所以如果我们设

$$A = 1 - \frac{9}{4} \left(\mu'_0 - \frac{1}{3} \right)^2, \quad (15)$$

则从 (13) 式和 (12) 式, 可分别得到

$$H_a = \left\{ -4\pi M_s + \sqrt{(4\pi M_s)^2 - A[(4\pi M_s)^2 - 4H_c^2]} \right\} / A$$

和

$$(16)$$

$$P_{\text{eff}} = \frac{\Delta H - 2.07H_c^2 / (4\pi M_m)}{\frac{8}{\sqrt{3\pi}} 4\pi M_m - 2.07H_c^2 / (4\pi M_m)}. \quad (17)$$

如果用图 1 所示的装置测出了多晶铁氧体的 μ'_0 , ΔH , ω , 用其他方法测出了 $4\pi M_m$, 则可根据 (14)–(17) 式, 按下述迭代法算出 H_a 和 P_{eff} 。

首先定 P_{eff} 为某一任意值 $(P_{\text{eff}})_0$ (为计算迅速, 可根据经验设一比较接近真实值的数值), 从已测得的 μ'_0 , ΔH 和 $4\pi M_m$ 按 (14)–(17) 式依次算出 $4\pi M_s$, A , H_a 和 P_{eff} 。这是在假定 $P_{\text{eff}} = (P_{\text{eff}})_0$ 时计算得到的, 我们用 $(4\pi M_s)_1$, $(H_a)_1$ 和 $(P_{\text{eff}})_1$ 来表示它们。

接着我们用 $(P_{\text{eff}})_1$ 来代替 $(P_{\text{eff}})_0$, 重复上述计算, 得到 $(4\pi M_s)_2$, $(H_a)_2$ 和 $(P_{\text{eff}})_2$ 。按

物理

上述方法重复 n 次直至达到所要求的精确度, 例如

$$\frac{(H_a)_n - (H_a)_{n-1}}{(H_a)_n} < 10^{-6}$$

和

$$\frac{(P_{\text{eff}})_n - (P_{\text{eff}})_{n-1}}{(P_{\text{eff}})_n} < 10^{-6}.$$

这样得到的 $(H_a)_n$ 和 $(P_{\text{eff}})_n$ 将给出真实值 H_a 和 P_{eff} 的很好的近似值。

得到 M_s , P_{eff} 和 H_a 后, 即可由 H_a 跟 K_1/M_s 的关系式, 计算得到各向异性常数 K_1 。

多晶铁氧体的各向异性常数和有效气孔率也可根据趋近饱和定律和铁磁共振线宽的测量来确定^[17]。

四、结 语

从上述可知, 铁磁共振仪是一种用途广泛的测量系统, 用它可测量铁磁样品的多种物理参量。但必须指出, 它主要适用于测量铁氧体及金属薄膜等铁磁体。对于块状金属铁磁体, 由于微波不能透入其内, 一般它是无能为力的。

参 考 文 献

- [1] 周文生, 磁性测量原理, 计量出版社(即将出版)。
- [2] A. Г. 古列维奇, 超高频铁氧体(李国栋等人译), 科学出版社, (1963), 33。
- [3] 電子材料工業会編, 電子技術者のためのフェライト応用技術, 誠文堂新光社, (1972), 80。
- [4] IEC 51 (Central Office), (1975)。
- [5] 戴道生等, 铁磁学, 科学出版社(即将出版)。
- [6] 廖绍彬、尹光俊、刘进、周丽年, *J. Magn. Mater. Mater.*, **24** (1981), 135。
- [7] J. O. Artman and P. E. Tanenwald, *J. Appl. Phys.*, **26** (1955), 1124。
- [8] В. В. Никольский, *Радиотехника и электроника*, **1**, (1956), 447, 638。
- [9] M. Bujatti, *Alta Frequenza*, **32** (1963), 366。
- [10] N. Ogasawata, T. Fuse, T. Inui and I. Saito, *IEEE Trans. Mag.*, **MAG-12-3** (1976), 256。
- [11] 北大物理系磁学专业微波铁氧体材料小组, 清华北大理工学报, **2-3**(1975), 97。
- [12] Q. H. F. Vrethen, *J. Appl. Phys.*, **40-4** (1969), 1847。
- [13] C. E. Patton, *Phys. Rev.*, **179-2** (1969), 352。
- [14] R. L. White, *J. Appl. Phys.*, **31** (1960), 86a。
- [15] K. Narayanan, G. P. Sharma and P. Kishnam, *IEEE Trans.*, **IM-18** (1969), 114。

(下转第 489 页)