

铁磁薄膜的非局域磁化率 张量和自旋波共振

史隆培

(物理学系)

摘 要

基于具有表面磁各向异性的海森堡模型,运用格林函数方法研究了铁磁薄膜的磁化率张量和自旋波共振,证明了在一方向上失去平移不变性的铁磁薄膜具有非局域磁化率张量,采用非局域磁化率的表述方法推导出铁磁薄膜的表面各向异性与可被均匀微波磁场激发的自旋波模式的关系,给出了共振峰的位置和吸收强度的表达式,根据本文给出的理论公式,可用自旋波共振的实验方法测量铁磁体的表面各向异性。

一、引 言

对于一个失去平移对称性的系统如铁磁薄膜,其平衡态性质的重要特征是序参数随空间位置变化⁽¹⁾。本文讨论上述系统的非平衡态性质,以薄膜的铁磁共振为例证明了系统具有非局域磁化率张量,也就是说铁磁薄膜中某一点的磁化强度不仅决定于该点的磁场强度而且与该点周围的磁场强度有关。

铁磁薄膜的自旋波共振谱线的形貌与样品的结构有关,不同的样品有很大的差别。由于样品表面各向异性不同而产生了对表面自旋钉扎上的不同情况⁽²⁾,或者由于薄膜体内结构的不均匀性引起饱和磁化强度在空间分布上的差异⁽³⁾,都可以导致不同的共振谱线。对铁磁体的表面各向异性问题,人们尚在探索中⁽⁴⁾,至今仍不甚清楚。自旋波共振的方法是研究表面各向异性一个十分有力的工具,因而分析表面各向异性与自旋波共振谱线的关系就十分必要了。

本文基于非局域磁化率的概念讨论铁磁薄膜的自旋波共振,论证用均匀微波场激发自旋波的模式与薄膜表面条件的关系,所给出的一般性结论可用于讨论自旋波共振谱线结构以及研究铁磁体的表面各向异性。

本文于1985年3月收到

二、模 型

我们讨论一个由 n 层原子组成的简单立方格子，每一格点有一个自旋，如图 1 所示。薄膜内层每一格点的自旋存在着与六个最近邻自旋的交换作用，而表面自旋除受到五个最近邻自旋的交换作用外还受到垂直薄膜平面方向 (Z 方向) 的单轴各向异性表面场的作用。整个系统处于沿 Z 方向一恒定磁场 H_{dc} 作用下，达到饱和磁化。另外沿 x 方向加一微波场 $h_x(f, \omega)e^{-i\omega t} + h_x(f, -\omega)e^{i\omega t}$ ，满足 $|h_x| \ll H_{dc}$ 。此时系统的哈密顿量为

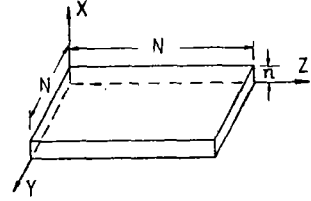


图1 n 层原子的薄膜 $N \rightarrow \infty$, n 为有限

$$H = -\mu_b H_{dc} \sum_f S_f^z + \frac{\mu_b^2}{2N^2 n} N_z \sum_{f_1 f_2} S_{f_1}^z S_{f_2}^z - \sum_f D_f (S_f)^2 - \frac{1}{2} \sum_{f_1 f_2 \alpha} J(f_1 - f_2) S_{f_1}^\alpha S_{f_2}^\alpha + V(t) \quad (1)$$

$$V(t) = -\mu_b \sum_f S_f^x [h_x(f, \omega)e^{-i\omega t} + h_x(f, -\omega)e^{i\omega t}] = V_\omega e^{-i\omega t} + V_{-\omega} e^{i\omega t}$$

其中 f 为格点位置，可表示为 $x y$ 平面的矢量坐标 j 和沿 z 方向的坐标 ν ， $f = (j \nu)$ ， $\alpha = x, y, z$ 表示坐标分量。

(1) 式中第一项是恒磁场引起的磁能。第二项为退磁能， N_z 为退磁因子，对薄膜情形 $N_z = 4\pi$ 。第三项为表面各向异性能，表面各向异性常数 $D_f = D_\nu = 0$ (当 $\nu = 2, 3, \dots, n-1$)。 $D_1 \neq 0$ ； $D_n \neq 0$ 。第四项为交换能， $J(f_1 - f_2) = 0$ (当 f_1 与 f_2 不是最近邻)， $J(f_1 - f_2) = J$ (当 f_1 与 f_2 为最近邻)。最后一项为微波场产生的磁能，可作为微扰能处理。设每一格点只有一个电子自旋， $S_f^z = \pm \frac{1}{2}$ 。

下面为便于计算，我们引入泡利算符^[6]

$$2S_f^x = b_f^+ + b_f, \quad 2S_f^y = i(b_f^+ - b_f), \quad 2S_f^z = 1 - 2b_f^+ b_f \quad (2)$$

三、非局域磁化率张量

格点 f_1 处微波场感生的线性磁化强度 x 分量为^[6]：

$$\delta \langle m_x(f_1) \rangle = 2\pi \{ \langle \langle m_x(f_1) | V_\omega \rangle \rangle_{\omega+i\epsilon} e^{-i\omega t} + \langle \langle m_x(f_1) | V_{-\omega} \rangle \rangle_{-\omega+i\epsilon} e^{i\omega t} \} \quad (3)$$

$$m_x(f_1) = \frac{1}{V_0} \mu_b S_f^x, \quad V_0 \text{ 是一个格点所占体积}$$

$$V_{\omega} = -\mu_b \sum_{f_2} S_{f_2}^x h_x(f, \omega); \quad V_{-\omega} = -\mu_b \sum_{f_2} S_{f_2}^x h_x(f, -\omega)$$

由(2)(3)式可得:

$$\begin{aligned} \delta \langle m_x(f_1) \rangle = & -\frac{\mu_b^2}{4V_0} \sum_{f_2} 2\pi \{ [\langle b_{f_1}^+ | b_{f_2} \rangle_{\omega+i\epsilon} + \\ & + \langle b_{f_1} | b_{f_2}^+ \rangle_{\omega+i\epsilon} + \langle b_{f_1}^+ | b_{f_2}^+ \rangle_{\omega+i\epsilon} + \langle b_{f_1} | b_{f_2} \rangle_{\omega+i\epsilon}] h(f_2, \omega) e^{-i\omega t} \\ & + [\langle b_{f_1}^+ | b_{f_2} \rangle_{-\omega+i\epsilon} + \langle b_{f_1} | b_{f_2}^+ \rangle_{-\omega+i\epsilon} + \langle b_{f_1}^+ | b_{f_2}^+ \rangle_{-\omega+i\epsilon} \\ & + \langle b_{f_1} | b_{f_2} \rangle_{-\omega+i\epsilon}] h(f_2, -\omega) e^{i\omega t} \} \end{aligned} \quad (4)$$

据(4)式, 计算 $\delta \langle m_x(f_1) \rangle$ 归结为求下述的格林函数: $G_{f_1 f_2}(\omega) = \langle b_{f_1} | b_{f_2}^+ \rangle_{\omega}$,

$G_{f_1 f_2}^+(\omega) = \langle b_{f_1}^+ | b_{f_2} \rangle_{\omega}$ 等等。它们可从下述格林函数方程⁽⁵⁾求解出来, 如

$$\omega \langle b_{f_1} | b_{f_2}^+ \rangle_{\omega} = \frac{1}{2\pi} \langle [b_{f_1}^+ b_{f_2}^+] \rangle + \langle [b_{f_1} H] | b_{f_2}^+ \rangle_{\omega} \quad (5)$$

由于在 xy 平面上系统具有平移对称性, 而在 z 方向系统无平移对称性, 在解方程(5)时可引入变换

$$G_{f_1 f_2}(\omega) = \frac{1}{N^2} \sum_h e^{i(j_1 - j_2, h)} G_{v_1 v_2}(\omega h) \quad (6)$$

矢量 h 的 x, y 分量为 $h_x = \frac{2\pi}{N} n_x, \quad h_y = \frac{2\pi}{N} n_y$

n_x 和 n_y 可取 $0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm N/2$ ($N \rightarrow \infty$)

采用文献[1]同样的方法可求得

$$G_{v_1 v_2}(\omega, h) = \frac{\sigma_{v_2}}{2\pi} \sum_k \frac{U_{v_1 k} U_{v_2 k}}{\omega - \omega_{kh}} \quad (7)$$

其中 $\omega_{kh} = \mu_b H_{dc} - \frac{1}{2} \mu_b^2 N_z \sigma_{v_1} + J \sigma_{v_1} (3 - \cosh_x - \cosh_y - \cos k)$ (8)

ω_{kh} 为格林函数(7)的奇点, 它对应系统的本征能谱或称自旋波谱。

$$U_{v k} = C \{ \sin k v - R_1 \sin k(v-1) \} \quad (9)$$

或 $U_{v k} = C \{ (1 - R_1) \cos \frac{k}{2} \sin k(v - \frac{1}{2}) + (1 + R_1) \sin \frac{k}{2} \cos k(v - \frac{1}{2}) \}$

常数 C , 可从归一条件⁽¹⁾ $\sum_v U_{v k} U_{v k} = 1$ 确定:

$$\begin{aligned} \frac{1}{C^2} = & n \left(\frac{1 + R_1^2}{2} - R_1 \cos k \right) + \frac{\sin kn}{2 \sin k} [2R_1 \cos kn - \\ & \cos k(n+1) - R_1^2 \cos k(n-1)] \end{aligned} \quad (10)$$

k 的取值由下方程决定:

$$\sin k(n+1) + R_1 R_n \sin k(n-1) - (R_1 + R_n) \sin kn = 0 \quad (11)$$

上面的 R_1, R_n 定义为:

$$R_1 = 1 - D_1/J; \quad R_n = 1 - D_n/J \quad (12)$$

同样可求得:

$$G_{f_1 f_2}^+(\omega) = \frac{1}{N^2} \sum_h e^{-i(j_1 - j_2, h)} G_{v_1 v_2}^+(\omega h) \quad (13)$$

$$G_{v_1 v_2}^+(\omega h) = -\frac{\sigma_{v_2}}{2\pi} \sum_k \frac{U_{v_1 k} U_{v_2 k}}{\omega + \omega_{kh}} \quad (14)$$

以及

$$\left. \begin{aligned} \langle b_{f_1}^+ | b_{f_2}^+ \rangle_\omega = \langle b_{f_1} | b_{f_2} \rangle_\omega = 0 \\ G_{v_1 v_2}(-\omega, h) = G_{v_1 v_2}^+(\omega, h); \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

把(6)(7)(13)(14)(15)的结果代入(4)式可得

$$\delta \langle m_x(f_1) \rangle = \sum_{j_2 v_2} \{ \chi_{xx}(j_1 v_1 j_2 v_2 \omega) h_x(j_2 v_2, \omega) e^{-i\omega t} + \chi_{xx}(j_1 v_1 j_2 v_2 - \omega) h_x(j_2 v_2, -\omega) e^{i\omega t} \} \quad (16)$$

$$\chi_{xx}(j_1 v_1 j_2 v_2 \omega) = -\frac{\mu_b^2 \sigma_{v_2}}{4V_0 N^2} \sum_k \left\{ \frac{1}{\omega - \omega_{kh} + i\varepsilon} - \frac{1}{\omega + \omega_{kh} + i\varepsilon} \right\} U_{v_1 k} U_{v_2 k} e^{i(j_1 - j_2, h)} \quad (17)$$

在求(17)式时利用 ω_{kh} 是 h 的偶函数。

根据关系 $\frac{1}{\omega - \omega_{kh} + i\varepsilon} = \frac{P}{\omega - \omega_{kh}} - i\pi\delta(\omega - \omega_{kh})$, 其中 P 表示积分主值。可把

(17)分成实部和虚部:

$$\left. \begin{aligned} \chi_{xx}(j_1 v_1 j_2 v_2 \omega) &= \chi'_{xx}(j_1 v_1 j_2 v_2 \omega) + i\chi''_{xx}(j_1 v_1 j_2 v_2 \omega) \\ \chi'_{xx}(j_1 v_1 j_2 v_2 \omega) &= \frac{\mu_b^2 \sigma_{v_2}}{4V_0 N^2} \sum_k \left\{ \frac{P}{\omega_{kh} - \omega} + \frac{P}{\omega_{kh} + \omega} \right\} \\ &\quad \cdot U_{v_1 k} U_{v_2 k} e^{i(j_1 - j_2, h)} \\ \chi''_{xx}(j_1 v_1 j_2 v_2 \omega) &= \frac{\pi\mu_b^2 \sigma_{v_2}}{4V_0 N^2} \sum_k \{ \delta(\omega - \omega_{kh}) \\ &\quad - \delta(\omega + \omega_{kh}) \} U_{v_1 k} U_{v_2 k} e^{i(j_1 - j_2, h)} \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

如果考虑到自旋波的弛豫过程, 若近似假设不同模式的自旋波具有相同的弛豫频率

Γ , 并满足 $\Gamma \ll \omega_{kh}$. 这时磁化率的形式与(17)式一样, 只需把(17)式中的无穷小量 ϵ 改为 Γ . 这时磁化率的实部和虚部为:

$$\left. \begin{aligned} \chi'_{xx}(j_1\nu_1j_2\nu_2\omega) &= \frac{\mu_b^2 \sigma_{\nu_2}}{2V_0N^2} \sum_{hk} \frac{\omega_{kh} (\omega_{kh}^2 - \omega^2)}{(\omega_{kh}^2 - \omega^2)^2 + (2\omega\Gamma)^2} \cdot \\ &\quad U_{\nu_1k} U_{\nu_2k} e^{i(j_1-j_2, h)} \\ \chi''_{xx}(j_1\nu_1j_2\nu_2\omega) &= \frac{\mu_b^2 \sigma_{\nu_2}}{2V_0N^2} \sum_{hk} \frac{2\omega_{kh}\omega\Gamma}{(\omega_{kh}^2 - \omega^2)^2 + (2\omega\Gamma)^2} \cdot \\ &\quad U_{\nu_1k} U_{\nu_2k} e^{i(j_1-j_2, h)} \end{aligned} \right\} \quad (18')$$

类似上述方法可求得

$$\begin{aligned} \chi'_{yx}(j_1\nu_1j_2\nu_2\omega) &= \frac{\mu_b^2 \sigma_{\nu_2}}{2V_0N^2} \sum_{hk} \frac{2\omega^2\Gamma}{(\omega_{kh}^2 - \omega^2)^2 + (2\omega\Gamma)^2} U_{\nu_1k} U_{\nu_2k} e^{i(j_1-j_2, h)} \\ \chi''_{yx}(j_1\nu_1j_2\nu_2\omega) &= \frac{\mu_b^2 \sigma_{\nu_2}}{2V_0N^2} \sum_{hk} \frac{\omega(\omega^2 - \omega_{kh}^2)}{(\omega_{kh}^2 - \omega^2)^2 + (2\omega\Gamma)^2} U_{\nu_1k} U_{\nu_2k} e^{i(j_1-j_2, h)} \end{aligned}$$

$$\chi_{xy} = -\chi_{yx}, \quad \chi_{xz} = \chi_{yz} = \chi_{zx} = \chi_{zy} = \chi_{zz} = 0$$

上述结果表明, 对于一个失去平移对称性的铁磁薄膜系统磁化率张量存在某种空间关联, 称为非局域磁化率。这时被外场激发的磁矩可表示成自相干的形式如(16)式所示。(18)(18')式表明, 非局域磁化率与系统本征振动的模式有关。假如与激发自旋波某种模式相对应的磁化率使磁矩自相干为零, 则表示这种自旋波不可能被外场所激发。下面我们从这一观点出发讨论自旋波共振问题。

四、自旋波共振

在薄膜自旋波共振实验中一般采用均匀微波场去激发自旋波, 也就是说微波场与空间位置 $f_2 = (j_2\nu_2)$ 无关。此时空间某一点 $f_1 = (j_1\nu_1)$ 的磁化强度与外磁场的比值可以表示为非局域磁化率求和的形式:

$$\begin{aligned} \delta \langle m_x(f_1) \rangle &= \left[\sum_{j_2\nu_2} \chi_{xx}(j_1\nu_1j_2\nu_2\omega) \right] h_x(\omega) e^{-i\omega t} + \\ &\quad \left[\sum_{j_2\nu_2} \chi_{xx}(j_1\nu_1j_2\nu_2-\omega) \right] h_x(-\omega) e^{i\omega t} \end{aligned} \quad (19)$$

利用关系 $\frac{1}{N^2} \sum_{j_2} e^{i(j_1-j_2, h)} = \delta_{h,0}$ 可得:

$$\sum_{j_1, j_2} \chi_{xx}(j_1 \nu_1 j_2 \nu_2 \omega) = -\frac{\mu_b^2}{4V_0} \sum_k \left\{ \frac{1}{\omega - \omega_{k_0} + i\Gamma} - \frac{1}{\omega + \omega_{k_0} + i\Gamma} \right\} U_{\nu_1 k} \sum_{\nu_2} \sigma_{\nu_2} U_{\nu_2 k} \quad (20)$$

其中
$$\omega_{k_0} = \mu_b H_{dc} - \frac{1}{2} \mu_b^2 N_z \sigma_{\nu_1} + J \sigma_{\nu_1} (1 - \cos k) \quad (21)$$

(19)、(20)式表明：若以量子数($h_x h_y k$)标志自旋波，则在均匀外场中，只有(0, 0, k)的自旋波才可能被激发。对于 k 的取值要满足下述条件

$$\sum_{\nu_2=1}^n \sigma_{\nu_2} U_{\nu_2 k} \neq 0$$

据[1]，在低温下（远低于居里温度）及薄膜比较厚时， σ_{ν_2} 近似与 ν_2 无关，上式简化为：

$$\sum_{\nu_2=1}^n U_{\nu_2 k} \neq 0 \quad (22)$$

(22)式称为场自相干不为零条件。

据(19)(20)式我们引入平均磁化强度 $\delta \langle m_x \rangle$ 和表观磁化率 $\overline{\chi_{xx}}$ ：

$$\delta \langle m_x \rangle = \frac{1}{n} \sum_{\nu_1} \delta \langle m_x(f_1) \rangle$$

$$\delta \langle m_x \rangle = \overline{\chi_{xx}(\omega)} h_x(\omega) e^{-i\omega t} + \overline{\chi_{xx}(-\omega)} h_x(-\omega) e^{i\omega t}$$

铁磁薄膜对微波场的吸收强度 I 正比于表观磁化率的虚部：

$$I = \sum_k I_k \propto \frac{\mu_b^2}{nV_0} \sum_k \sum_{\nu_1} \frac{U_{\nu_1 k} \omega_{k_0} \omega \Gamma}{(\omega_{k_0}^2 - \omega^2)^2 + (2\omega\Gamma)^2} \left(\sum_{\nu_2} \sigma_{\nu_2} U_{\nu_2 k} \right)$$

据[1]，对比较厚的铁磁薄膜，以及在低温时（远低于居里温度），薄膜不同层之间的相对自发磁化强度 σ_{ν} 相差甚小，故近似 $\sigma_{\nu} = \sigma$ 。

在自旋波共振实验中，通常采用固定微波场的频率 ω ，通过调节恒磁场 H_{dc} ，测量自旋波共振。当 k 自旋波共振时：

$$\omega_{k_0} = \omega \quad (23)$$

共振场 H_{dc} 据(23)(21)式求得：

$$H_{dc}(k) = \omega / \mu_b + \mu_b N_z \sigma / 2 - J \sigma (1 - \cos k) / \mu_b \quad (24)$$

(ook)自旋波引起共振吸收强度为

$$I_k \propto \sigma \left(\sum_{\nu} U_{\nu k} \right)^2 / (n\Gamma) \quad (25)$$

$H_{dc}(k)$ 称为 k 自旋波模式的位置，相应的共振吸收强度为 I_k 。

下面我们根据条件(22)讨论被均匀场激发的自旋波，其模式的位置及强度与表面情况的关系。

1. 自由表面情形

这时表面各向异性场为零: $D_1 = D_2 = 0$ 或 $R_1 = R_2 = 1$. 据(9)(11)式可得:

$$U_{\nu k} = C \cos k \left(\nu - \frac{1}{2} \right); \quad C = \left\{ \begin{array}{l} \sqrt{\frac{1}{n}} \quad (k=0) \\ \sqrt{\frac{2}{n}} \quad (k \neq 0) \end{array} \right\} \quad (26)$$

$$\sin kn = 0$$

据上式: $k = \frac{n_z \pi}{n} \quad (n_z = 0, 1, 2, \dots, n-1)$ (27)

这时铁磁薄膜中存在着 n 个自旋波模式, 其量子数 k 如(27)式所规定.

由(26)式求得: $\sum_{\nu=1}^n U_{\nu k} = \left\{ \begin{array}{l} \sqrt{n} \quad (k=0) \\ 0 \quad (k \neq 0) \end{array} \right.$ (28)

据场自相干条件(22)式和(28)式可知自由表面情形均匀微波场只能激发 $k=0$ 的自旋波, 即薄膜铁磁共振只出现唯一的共振吸收峰. 据(24)式吸收峰的位置为

$$H_{DC}(0) = \omega / \mu_b + \mu_b N_z \sigma / 2$$

2. 对称型表面情形

这时 $D_1 = D_n$ 或 $R_1 = R_n = R$, (11)式可因式分解为:

$$\cos \frac{k(n+1)}{2} - R \cos \frac{k(n-1)}{2} = 0 \quad (29)$$

$$\sin \frac{k(n+1)}{2} - R \sin \frac{k(n-1)}{2} = 0 \quad (30)$$

对(9)式求和: $\sum_{\nu=1}^n U_{\nu k} = C \frac{\sin \frac{kn}{2}}{\sin \frac{k}{2}} \left\{ \sin \frac{k(n+1)}{2} - R \sin \frac{k(n-1)}{2} \right\}$ (31)

比较(29)(30)(31)式可知均匀微波场只能激发由(29)式决定的自旋波, 因为这时满足场自相干不为零条件(22), 由(30)式决定的自旋波不能被均匀场所激发, 这时场自相干为零.

下面讨论两个特例:

① $R = 0$ 即强表面各向异性场情形:

由(29)式可得能被激发的自旋波模式为:

$$k = \frac{n_z}{n+1} \pi \quad (n_z = 1, 3, 5, \dots \text{小于或等于 } n \text{ 的奇数}) \quad (32)$$

这时 $U_{\nu k} = \sqrt{\frac{2}{n+1}} \sin k \nu$

$$\sum_{v=1}^n U_{vk} = \sqrt{\frac{2}{n+1}} \frac{\cos \frac{k}{2}}{\sin \frac{k}{2}} \tag{33}$$

② $R = 1 - \alpha$ (α 为大于零的小数)即弱表面各向异性场情形:
由(29)式可得能被激发的自旋波模式近似为:

$$k = \frac{n_z}{n} \pi \quad (n_z = \frac{n}{\pi} \sqrt{\frac{2\alpha}{n}}, 2, 4, \dots \text{小于} n \text{的偶数}) \tag{34}$$

$$U_{vk} = C_1 \cos k(v - \frac{1}{2}) \quad C_1 = \begin{cases} \sqrt{\frac{1}{n}} & (k = \sqrt{\frac{2\alpha}{n}}) \\ \sqrt{\frac{2}{n}} & (k \neq \sqrt{\frac{2\alpha}{n}}) \end{cases}$$

$$\sum_{v=1}^n U_{vk} = C_1 \frac{\alpha \cos \frac{k}{2}}{2 \sin^2 \frac{k}{2}} \tag{35}$$

这时吸收峰的位置由(24)(32)或(24)(34)确定, 吸收峰的相对强度由(25)(33)或(25)(35)式确定。

结论: 对强表面各异性 ($D \simeq J$) 情形只有奇模可以被激发, 而弱表面各向异性 ($D \ll J$) 情形只有偶模可以被激发, 另外还有如下规律: 当薄膜足够厚 (n 足够大) 时, 对第一种情况满足 $\frac{n_z}{n} \pi \ll 1$ 的低次奇模的位置与 n_z^2 成正比, 其吸收强度按 n_z^{-2} 的规律递减。对第二种情况满足 $\frac{n_z}{n} \pi \ll 1$ 的低次偶模的位置亦与 n_z^2 成正比, 但其吸收强度按 n_z^{-4} 的规律迅速衰减。当薄膜比较薄, 或者表面各向异性处于另外的情况上述规律不复成立。

3. 不对称型表面情形

我们讨论一个特例: $R_1 = 0, R_2 = 1$ 情形, 这时由(9)(11)式可得: $\cos k(n + \frac{1}{2}) = 0$

$$k = \frac{(n_z - \frac{1}{2})\pi}{(n + \frac{1}{2})} \quad (n_z = 1, 2, 3, \dots n) \tag{36}$$

$$\sum_{v=1}^n U_{vk} = \sqrt{\frac{1}{2n+1}} \frac{\cos \frac{k}{2}}{\sin \frac{k}{2}} \tag{37}$$

这时均匀微波场可以激发全部 n 个自旋波模式, 类似前述利用(36)(37)式和(24)(25)式可求得吸收峰的位置及相对吸收强度。

最后我们强调指出, 根据(9)(11)(25)式利用数值计算方法可求得一般情况下, 自旋波模式的位置和相应的共振吸收强度, 从而解释实验上观测到各种不同的自旋波共振谱线结构。

五、结 语

本文证明了一个失去平移对称性的铁磁薄膜具有非局域磁化率, 并采用非局域磁化

率的表述方法讨论铁磁薄膜的表面各向异性与可被均匀微波场共振激发的自旋波模式的一般关系,给出了模式的位置 $H_{dc}(k)$ 和共振吸收强度 I_k 十分简单的表达式.通过一些特例说明如何应用一般理论到某些实际问题.采用本文给出的基本公式可以处理更为复杂的表面各向异性的情况.只需作些简单的数值计算.另外在解方程(11)时除出现 k 为实数的体自旋波(如本文所举的例子),还可能出现 k 为复数的表面自旋波.这点在H. Puzskarski的文章^[2]中有所论述,此处从略.

参 考 文 献

- [1] 史隆培, 薄膜和表面的铁磁相变, 中山大学学报(自然科学版), 1986. 1.
 [2] C. Kittel, *Phys Rev*, 110(1958), 1295;
 H. Puzskarski, *Progr. Surf. Sci.*, 9(1979), 191.
 [3] A. M. Portis, *Appl. Phys. Lett.*, 2(1963), 69;
 钱昆明、林肇华、戴道生, 物理学报, 32(1983), 1547.
 [4] G. T. Rado, *J. Appl. Phys.*, 55(1984), 2505;
 C. E. Patton, *Phys. Rept.*, 103(1984), 251. 及所引述的文献
 [5] С. В Тябликов, *Методы Квантовой Теории Магнетизма*, 1965.

Nonlocal Magnetic Susceptibility Tensor and Spin Wave Resonance of the Ferromagnetic Film

Shi Longpei

Abstract

The magnetic susceptibility and spin wave resonance is studied by the method of Green's function based upon Heisenberg model with the surface magnetic anisotropy. It is proved that the ferromagnetic film which loses translational invariance in one direction has nonlocal magnetic susceptibility tensor. Applying the method of nonlocal magnetic susceptibility formulation, the relation between the surface magnetic anisotropy of film and the modes of spin wave excited by the uniform microwave field is derived. One gives the expressions of position and intensity of resonance peaks. According to the theoretical formula given in this paper, the surface magnetic anisotropy can be measured by the experimental method of spin wave resonance.