

热力学的推迟格临函数对鉄磁共振 峯寬理論的应用*

孟宪振 蒲富格

提 要

本文应用热力学的推迟格临函数,重新推导了克洛格斯頓等人的鉄磁共振峯寬理論^[1]. 我們所得到的結果适用于广闊的溫度范围. 文中計算了磁化率張量和去掉微波場后橫向磁化强度随時間的变化.

一、引 言

克洛格斯頓等人^[1]第一次用自旋波被不均匀分布的磁性离子所散射的机构,去解释反尖晶石型鉄氧体鉄磁共振峯寬,得到比較滿意的結果. 其中心意思大致如下:有限介质(例如旋轉椭球)的自旋波波譜表明:具有与 $\lambda = 0$ 的自旋波能量相同,而 $\lambda \neq 0$ 的自旋波大量存在. 另一方面,由于在反尖晶石型鉄氧体中,磁性离子的分布是不規則的,因而磁性离子能引起 $\lambda = 0$ 的自旋波和 $\lambda \neq 0$ 的自旋波間的散射. 在一致共振的实验中,被激发的是 $\lambda = 0$ 的自旋波,它經過这样的散射机构将能量传给 $\lambda \neq 0$ 的自旋波,从而引起本身共振吸收綫的变寬. 同时在散射过程中,磁性离子不規則分布的介质可以吸收或补偿动量,所以对自旋波系統讲,动量可以是不守恒的. 他們用的具体計算方法,在得到自旋波的运动方程式以前是量子力学的. 在这以后,求共振峯寬的方法实际上是半經典的. 同时他們用到拉普拉式反变换公式,在取迴路积分时必须小心地作近似. 我們將看到如用波戈留波夫和恰布里可夫所建立的热力学的推迟格临函数^[2-6]来处理同样的問題,不但从头到尾都具有严格的量子力学基础,而且算法較簡單,便于应用到更复杂的系統. 再則,如將結果推广到寬广的范围都能适用,那末所得到的公式中,与溫度有关的参数,容易由格临函数的方法决定.

在最近的工作[7]中,用沿量子化軸的方向的自旋算符的統計平均值,去代替自旋算符本身,从而使自旋算符的运动方程綫性化. 这样所得到的鉄磁与反鉄磁体中自发磁化强度与溫度的关系,对广闊的溫度范围都能适用. 实际上,文献[7]中所采用的近似,与[2], [6]中所采用的以格临函数分解(расщепление)的形式所表現的近似完全等同^[8],因而所得到的結果也能重合. 从形式上看,似乎用格临函数分解所表現的近似形式更容易令人接受;因为这样含溫度的参数,只出現于热力学的格临函数方程中,而不出現于算符的运动方程中. 既然可以証明两种近似形式完全是等同的,因此,无论采用哪一种近

* 1961年2月23日收到.

似,都具有同等程度的严格性。本文为方便起见,将采用[7]中的近似形式,所得到的結果适用于广闊的温度范围。

二、运动方程

按照[1],描写系統的哈密頓算符,包括交换作用偶极矩作用和塞曼項。它具有下如的形式(我們所采用的符号,尽量和[1]中一样,并取 $\hbar = 1$)。

$$\mathcal{H} = -H_g \beta \sum S_j^z + \frac{1}{2} \sum A_{jk} S_j S_k + \frac{1}{2} \sum B_{jk} S_j^z S_k^z + \frac{1}{2} \sum (E_{jk} S_j^+ S_k^- + E_{jk}^* S_j^- S_k^+) + \sum (F_{jk} S_j^+ S_k^- + F_{jk}^* S_j^- S_k^+), \quad (1)$$

其中

$$A_{jk} = -2 J_{jk} + \frac{1}{2} D_{jk} (\pm \gamma_{jk}^2 - 1), \quad (2)$$

$$B_{jk} = -\frac{3}{2} D_{jk} (3 \gamma_{jk}^2 - 1), \quad (3)$$

$$E_{jk} = -\frac{3}{4} D_{jk} (\alpha_{jk} - i \beta_{jk})^2, \quad (4)$$

$$F_{jk} = -\frac{3}{2} D_{jk} \gamma_{jk} (\alpha_{jk} - i \beta_{jk}), \quad (5)$$

J_{jk} 是交换积分, D_{jk} 包括正常和假偶极矩作用常数 α_{jk} , β_{jk} , γ_{jk} 是向量 γ_{jk} 的方向余弦。自旋算符满足对易关系式:

$$\begin{aligned} [S_j^z, S_k^+] &= \delta_{jk} S_j^+, [S_j^z, S_k^-] = -\delta_{jk} S_j^-, \\ [S_j^+, S_k^-] &= 2 \delta_{jk} S_j^z. \end{aligned} \quad (6)$$

S_j^+ 的运动方程为:

$$i \dot{S}_j^+ = H_g \beta S_j^+ + \sum \{ A_{jk} (S_j^+ S_k^+ - S_j^+ S_k^-) - B_{jk} S_j^+ S_k^z + 2 E_{jk}^* S_j^z S_k^- - F_{jk} S_j^+ S_k^- - F_{jk}^* S_j^+ S_k^- + 2 F_{jk}^* S_j^z S_k^+ \}. \quad (7)$$

我們所作的近似是将上面的方程中算符 S_j^z , 用 C -数 S_j^z 的統計平均值 $\langle S_j^z \rangle = S\sigma$ 来代替。 σ 为相对磁化强度,它是温度的函数,最后可用自洽的方法去决定它。一般的自旋波理論相当于 $\sigma = 1$;即用基态的平均值 S 代替 S_j^z 算符。用与[1]同样的考虑,得到 S_j^+ 的近似运动方程为

$$i \dot{S}_j^+ = H_g \beta + S\sigma \sum \{ A_{jk} (S_k^+ - S_j^+) - B_{jk} S_j^+ + 2 E_{jk}^* S_k^- \}. \quad (8)$$

現在作变换

$$S_j^+ = \sqrt{\frac{2S}{N}} \sum_{\lambda} e^{i\lambda_j} \sigma_{\lambda}, \quad (9)$$

$$S_j^- = \sqrt{\frac{2S}{N}} \sum_{\lambda} e^{-i\lambda_j} \sigma_{\lambda}^+, \quad (9')$$

及

$$\sigma_{\lambda} = u_{\lambda} \mu_{\lambda} - v_{\lambda} \mu_{\lambda}^+, \quad (10)$$

$$\sigma_{\lambda}^+ = u_{\lambda} \mu_{\lambda}^+ - v_{\lambda}^* \mu_{-\lambda}, \quad (10')$$

其中 $u_0 = 1$, $v_0 = 0$, 对 $\lambda \neq 0$, 有

$$u_{\lambda} = \operatorname{ch} \frac{U_{\lambda}}{2}, \quad v_{\lambda} = \operatorname{sh} \frac{U_{\lambda}}{2} e^{i\varphi_{\lambda}},$$

而

$$\operatorname{th} U_{\lambda} = \frac{2\pi \sigma M_0 \sin^2 \theta_{\lambda}}{H - \sigma M_0 N_z + \sigma H_c a^2 \lambda^2 + 2\pi \sigma M_0 \sin^2 \theta_{\lambda}}, \quad (11)$$

式中 $\cos \theta_{\lambda} = \frac{\lambda_z}{\lambda}$, $\gamma = -g\beta$, $H_c = 2JZS$ (Z 为邻位数), $M_0 = Ng\beta S$, N_z 是纵向退磁因子, N_t 横向退磁因子.

不难看出, 对 u_{λ} , v_{λ} 有

$$u_{\lambda}^* = u_{\lambda}, \quad v_{-\lambda} = v_{\lambda}, \quad u_{-\lambda} = u_{\lambda}, \quad u_{\lambda}^2 - |v_{\lambda}|^2 = 1 \quad (12)$$

成立. 利用(9)–(12)得到关于 μ_{λ} 的运动方程:

$$i \frac{d\mu_0}{dt} = \omega_0 \mu_0 - \sum \alpha^*(\lambda) \mu_{\lambda} + \sum \beta(\lambda) \mu_{\lambda}^+ \quad (\text{对 } \lambda \neq 0 \text{ 的自旋波相加}) \quad (13)$$

$$i \frac{d\mu_{\lambda}}{dt} = \omega_{\lambda} \mu_{\lambda} - \alpha(\lambda) \mu_0 + \beta(\lambda) \mu_0^+, \quad (\lambda \neq 0) \quad (14)$$

其中

$$\omega_0 = |\gamma| [H - \sigma M_0 (N_z - N_t)], \quad (15)$$

$$\omega_{\lambda} = |\gamma| \sqrt{(H - \sigma M_0 N_z + \sigma H_c a^2 \lambda^2)(H - \sigma M_0 N_z + \sigma H_c a^2 \lambda^2 + 4\pi \sigma M_0 \sin^2 \theta_{\lambda})}. \quad (16)$$

式(15)代表一致共振的频率, (16)代表自旋波波谱.

$$\alpha_{\lambda} = u_{\lambda} \frac{S\sigma}{N} \sum_{jk} e^{-i\lambda j} b_{jk} + v_{\lambda} \frac{2S\sigma}{N} \sum_{jk} e^{-i\lambda j} c_{jk}, \quad (17)$$

$$\beta_{\lambda} = v_{\lambda} \frac{S\sigma}{N} \sum_{jk} e^{-i\lambda j} b_{jk} + u_{\lambda} \frac{2S\sigma}{N} \sum_{jk} e^{-i\lambda j} c_{jk}^*, \quad (18)$$

其中 b_{jk} , c_{jk} 用来代表磁性离子排列的混乱程度, 它的意义可见[1]. 如令 $\sigma = 1$ 则(14)–(18)回到[1]中的结果.

用(9)–(10')式并注意 $u_{\lambda}^2 - |v_{\lambda}|^2 = 1$ 和

$$\frac{1}{N} \sum_i e^{i(\lambda - \lambda')j} = \delta_{\lambda\lambda'},$$

容易证明

$$\langle [\sigma_{\lambda}, \sigma_{\lambda'}^+] \rangle = \delta_{\lambda\lambda'} \sigma, \quad \langle [\sigma_{\lambda}, \sigma_{\lambda'}] \rangle = 0, \quad (19)$$

$$\langle [\mu_{\lambda}, \mu_{\lambda'}^+] \rangle = \delta_{\lambda\lambda'} \sigma, \quad \langle [\mu_{\lambda}, \mu_{\lambda'}] \rangle = 0. \quad (20)$$

顺便指出, 自旋算符经过(9), (9')和(10), (10')的正则变换以后, 其对易关系不能保持不变. 求自旋波理论的精确解所遭遇的困难, 和这一点有关. 普通的自旋波理论的近似, 是在低温下将 σ_{λ} , σ_{λ}^+ 看作玻色算符. 对玻色算法讲, 正则变换(9), (9')和(10), (10')不改变它的对易关系. (19), (20)两式表明一个有趣味的事实: 自旋算符 S_i^+ , S_i^- 的对易关

系的统计平均值,对正则变换(9)–(10')是不变的. 又当 $S = \frac{1}{2}$ 时, σ_k, σ_k^+ 即[2]–[6]中所反复引用的泡利算符.

三、格 临 函 数

现在,我们可以来引进下列有关的热力学的推迟格临函数^[2,3]:

$$G^{(1)}(t-t') \equiv \langle\langle \mu_0(t) | \mu_0^+(t') \rangle\rangle^{\text{ret}} = \theta(t-t') \langle [\mu_0(t), \mu_0^+(t')] \rangle, \quad (21)$$

$$G^{(2)}(t-t') \equiv \langle\langle \mu_0^+(t) | \mu_0^+(t') \rangle\rangle^{\text{ret}}, \quad (22)$$

$$\Gamma_k^{(1)}(t-t') \equiv \langle\langle \mu_k(t) | \mu_0^+(t') \rangle\rangle^{\text{ret}}, \quad (23)$$

$$\Gamma_k^{(2)}(t-t') \equiv \langle\langle \mu_k^+(t) | \mu_0^+(t') \rangle\rangle^{\text{ret}}, \quad (24)$$

其中

$$\mu_k(t) = e^{i\mathcal{H}t} \mu_k e^{-i\mathcal{H}t},$$

为 μ_k 在海森堡表象的算符.

$$\theta(t) = \begin{cases} 1 & \text{当 } t > 0, \\ 0 & \text{当 } t < 0, \end{cases}$$

利用运动方程(13),(14)和对易关系式(20),可以得到一组封闭的格临函数方程:

$$i \frac{d}{dt} G^{(1)}(t-t') = i \delta(t-t') \sigma + \omega_0 G^{(1)} - \sum \alpha^*(\lambda) \Gamma_\lambda^{(1)} + \sum \beta(\lambda) \Gamma_\lambda^{(2)}, \quad (25)$$

$$i \frac{d}{dt} G^{(2)}(t-t') = -\omega_0 G^{(2)} - \sum \beta^*(\lambda) \Gamma_\lambda^{(1)} + \sum \alpha(\lambda) \Gamma_\lambda^{(2)}, \quad (26)$$

$$i \frac{d}{dt} \Gamma_\lambda^{(1)}(t-t') = \omega_\lambda \Gamma_\lambda^{(1)} - \alpha(\lambda) G^{(1)} + \beta(\lambda) G^{(2)}, \quad (27)$$

$$i \frac{d}{dt} \Gamma_\lambda^{(2)}(t-t') = -\omega_\lambda \Gamma_\lambda^{(2)} - \beta^*(\lambda) G^{(1)} + \alpha^*(\lambda) G^{(2)}. \quad (28)$$

作变换

$$G^{(1)}(t-t') = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-iE(t-t')} G^{(1)}(E) dE, \dots$$

并利用

$$\delta(t-t') = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-iE(t-t')} dE,$$

则格临函数的傅立叶分量,满足下列的方程组:

$$E G^{(1)}(E) = \frac{i}{2\pi} \sigma + \omega_0 G^{(1)} - \sum \alpha^*(\lambda) \Gamma_\lambda^{(1)} + \sum \beta(\lambda) \Gamma_\lambda^{(2)}, \quad (29)$$

$$E G^{(2)}(E) = -\omega_0 G^{(2)} - \sum \beta^*(\lambda) \Gamma_\lambda^{(1)} + \sum \alpha(\lambda) \Gamma_\lambda^{(2)}, \quad (30)$$

$$E \Gamma_\lambda^{(1)}(E) = \omega_\lambda \Gamma_\lambda^{(1)} - \alpha(\lambda) G^{(1)} + \beta(\lambda) G^{(2)}, \quad (31)$$

$$E \Gamma_\lambda^{(2)}(E) = -\omega_\lambda \Gamma_\lambda^{(2)} - \beta^*(\lambda) G^{(1)} + \alpha^*(\lambda) G^{(2)}, \quad (32)$$

由(31)与(32)解出 $\Gamma_\lambda^{(1)}, \Gamma_\lambda^{(2)}$, 然后代入(29)和(30). 假如认为 $\alpha(\lambda), \beta(\lambda)$ 为一级小量, 而我们考虑的近似如只要求准确到二级小量, 便得到 $G^{(1)}(E), G^{(2)}(E)$ 的解如下:

$$G^{(1)}(E) = \frac{i}{2\pi} \left\{ \frac{1}{E - \omega_0 - \sum_{\lambda} \left(\frac{|\alpha(\lambda)|^2}{E - \omega_{\lambda}} - \frac{|\beta(\lambda)|^2}{E + \omega_{\lambda}} \right)} \right\}, \quad (33)$$

$$G^{(2)}(E) = 0. \quad (34)$$

四、磁化率张量和去掉微波场以后横向磁化强度随时间的变化

既然已经知道了有关的格临函数, 就可以利用它来求磁化率张量和其他物理量. 根据工作[4, 5], 磁化率张量的公式为

$$\chi^{\alpha\beta}(\Omega) = 2\pi i \langle M^{\alpha} | M^{\beta} \rangle_{\Omega}^{\text{ret}}, \quad (35)$$

M^{α} 为样品的总磁化强度的 α 分量, 下指标 Ω 表示该格临函数 $E = \Omega$ 的傅立叶分量. 将

$$M^x = g\beta \sum_j S_j^x = g\beta \sqrt{\frac{SN}{2}} (\mu_0 + \mu_0^+) \quad (36)$$

代入(35)式, 得到

$$\chi^{xx}(\Omega) = \pi N S g^2 \beta^2 i \{ \langle \mu_0 | \mu_0^+ \rangle + \langle \mu_0^+ | \mu_0^+ \rangle + \langle \mu_0^+ | \mu_0 \rangle + \langle \mu_0 | \mu_0 \rangle \}_{\Omega}^{\text{ret}}. \quad (37)$$

注意公式(37)中所要求的格临函数是推迟的格临函数. 它可以由对整个复数平面都是解析的统一格临函数, 从上半平面向实轴趋近得到^[2, 5]. 故

$$\langle \mu_0 | \mu_0^+ \rangle_{\Omega}^{\text{ret}} = G^{(1)}(\Omega + i\epsilon),$$

利用符号等式

$$\frac{1}{\Omega + i\epsilon} = P \frac{1}{\Omega} - i\pi\delta(\Omega),$$

由(33)、(34), 得到

$$\langle \mu_0 | \mu_0^+ \rangle_{\Omega}^{\text{ret}} = \frac{i\sigma}{2\pi i} \left\{ \frac{1}{\Omega - \tilde{\omega}_0 + i\Gamma(\Omega)} \right\}, \quad (38)$$

$$\langle \mu_0^+ | \mu_0^+ \rangle_{\Omega}^{\text{ret}} = 0 \quad (39)$$

其中

$$\tilde{\omega}_0 = \omega_0 - \sum P \frac{|\beta(\lambda)|^2}{\Omega + \omega_{\lambda}} + \sum P \frac{|\alpha(\lambda)|^2}{\Omega - \omega_{\lambda}}, \quad (40)$$

$$\Gamma(\Omega) = \pi \sum_{\lambda} |\alpha(\lambda)|^2 \delta(\Omega - \omega_{\lambda}), \quad (41)$$

再利用格临函数的一般关系式^[9]:

$$\langle A | B \rangle_{\Omega}^{\text{ret}} = - \langle A^+ | B^+ \rangle_{\Omega}^{\text{ret}*}, \quad (42)$$

可以求出

$$\langle \mu_0^+ | \mu_0 \rangle_{\Omega}^{\text{ret}} = - \frac{i\sigma}{2\pi} \frac{1}{\Omega + \tilde{\omega}_0' - i\Gamma'(\Omega)}, \quad (43)$$

$$\langle \mu_0 | \mu_0 \rangle_{\Omega}^{\text{ret}} = 0, \quad (44)$$

其中

$$\tilde{\omega}_0' = \omega_0 - \sum \left\{ P \frac{|\alpha(\lambda)|^2}{\Omega + \omega_{\lambda}} - P \frac{|\beta(\lambda)|^2}{\Omega - \omega_{\lambda}} \right\}, \quad (45)$$

$$\Gamma'(\Omega) = \pi \sum |\beta(\lambda)|^2 \delta(\Omega - \omega_{\lambda}), \quad (46)$$

将(38)、(39)、(43)和(44)代入(37)中,得到 χ'' 的公式:

$$\chi''(\Omega) = \frac{\sigma M_0 g \beta}{2} \left\{ \frac{\tilde{\omega}_0 - \Omega + i \Gamma(\Omega)}{(\Omega - \tilde{\omega}_0)^2 + \Gamma^2(\Omega)} + \frac{\tilde{\omega}_0' + \Omega + i \Gamma'(\Omega)}{(\Omega + \tilde{\omega}_0')^2 + \Gamma'^2(\Omega)} \right\}, \quad (47)$$

如让 $\alpha(\lambda), \beta(\lambda) \rightarrow 0$, 则(47)回复到无阻尼的磁化率公式^[4]

$$\chi''(\Omega) = \sigma M_0 g \beta \left\{ \frac{\omega_0}{\omega_0^2 - \Omega^2} + i \frac{\delta(\Omega - \omega_0)}{2} \right\}. \quad (48)$$

在共振区域附近,第二项可以忽略. 如同时不计共振频率的移动,则最后得到

$$\chi''(\Omega) = \frac{\sigma M_0 g \beta}{2} \left\{ \frac{\omega_0 - \Omega + i \Gamma(\omega_0)}{(\Omega - \omega_0)^2 + \Gamma^2(\omega_0)} \right\}, \quad (49)$$

公式中的 $\Gamma(\omega_0)$ 代表阻尼项. (49)式表明共振吸收的形状为洛伦兹型.

下面我们讨论如在时间 t_0 , 突然将微波磁场 $h^a \cos \Omega t$ 去掉后,磁化强度随时间的变化. 假定微波磁场加在 x 方向,由附录知道 M^x 的变化

$$\delta \bar{M}^x(t) = h R_e \left\{ e^{-i\Omega t} \frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\chi''(E)}{E - \Omega - i\varepsilon} e^{-iE(t-t_0)} dE \right\}, \quad (50)$$

由以上知道, $\chi''(E)$ 的近似式为

$$\chi''(E) = \frac{-\sigma M_0 g \beta}{2} \left\{ \frac{1}{E - \omega_0 + i\Gamma(\omega_0)} - \frac{1}{E + \omega_0 - i\Gamma'(\omega_0)} \right\} \quad (51)$$

把它代入(50)式内,取下半平面无限大的半圆作积分回路,根据柯西定理,可以算出(50)式内的积分. 最后得到

$$\begin{aligned} \delta \bar{M}^x(t) = & \frac{h \sigma M_0 g \beta}{2} e^{-\Gamma(\omega_0)(t-t_0)} \cdot \\ & \cdot \left\{ \frac{(\omega_0 - \Omega) \cos(\omega_0 t + (\Omega - \omega_0)t_0) + \Gamma(\omega_0) \sin(\omega_0 t + (\Omega - \omega_0)t_0)}{(\omega_0 - \Omega)^2 + \Gamma^2(\omega_0)} + \right. \\ & \left. + \frac{(\omega_0 + \Omega) \cos(\omega_0 t + (\Omega - \omega_0)t_0) - \Gamma(\omega_0) \sin(\omega_0 t + (\Omega - \omega_0)t_0)}{(\omega_0 + \Omega)^2 + \Gamma^2(\omega_0)} \right\}. \quad (52) \end{aligned}$$

在共振区域附近,

$$\delta \bar{M}^x(t) = \frac{h \sigma M_0 g \beta}{2} e^{-\Gamma(\omega_0)(t-t_0)}, \quad (53)$$

(52), (53) 表明在去掉微波磁场以后,横向 $\frac{\sin \omega_0 t}{\Gamma}$ 磁化强度按指数衰减,其弛豫时间 $\tau =$

$$= \frac{1}{\Gamma(\omega_0)}.$$

将对 λ 的求和过渡到积分, (41)式写成

$$\Gamma(\omega_0) = \frac{V}{4\pi} \int_0^\pi |\alpha(\lambda)|^2 \lambda^2 \left| \frac{d\lambda}{d\omega_\lambda} \right|_{\omega_\lambda=\omega_0} \sin \theta_\lambda d\theta_\lambda \quad (54)$$

当 $\sigma = 1$ 时,它与 [1] 中 (24) 式完全重合. 不难看出,在最后的峰宽公式中(见 [1] 中的 (29) 式),除去 M 应理解为该温度下的磁化强度以外(在 [1] 中它本应理解为零度时的磁化强度,但作者在讨论时仍将它理解为该温度下的磁化强度),而且应乘 $\sqrt{\sigma}$ 的因子. 因此峰宽比 [1] 中 (29) 式所给的小. 当磁化强度降低一半时,应乘的因子略等于 0.7. 峰宽

ΔH 随温度的变化将粗略地正比于 M , 而不是 $\sqrt{M}$.

在工作过程中,曾得到 C. B. 恰布利可夫的关注和鼓励, 作者谨向他表示感谢.

附 录

一个物理系统其哈密顿算符为 $\mathcal{H}$, 那末在这个系统中, 任一物理量 A 的统计平均值等于

$$\langle A \rangle = \text{sp } A e^{-\frac{\mathcal{H}}{\theta}} / \text{sp } e^{-\frac{\mathcal{H}}{\theta}}$$

当在此系统绝热地加上一个与时间有关的摄动 $\mathcal{H}'(t)$, 则其统计平均值的改变的一级近似, 根据[10,4]有

$$\delta \bar{A}(t) = -i \int_{-\infty}^t e^{\varepsilon \tau} \langle [\bar{A}(t), \tilde{\mathcal{H}}'(\tau)] \rangle d\tau,$$

其中

$$\begin{aligned} \bar{A}(t) &= e^{i\mathcal{H}t} A e^{-i\mathcal{H}t}, \\ \tilde{\mathcal{H}}'(\tau) &= e^{i\mathcal{H}\tau} \mathcal{H}'(\tau) e^{-i\mathcal{H}\tau}, \end{aligned}$$

$e^{\varepsilon t}$ 是绝热加入因子, ε 为一小正数最后让它趋于零.

我们考虑的问题, 是在 t_0 时间突然去掉微波场 $h^a \cos \Omega t$ 后 M^a 的变化. 所以,

$$\mathcal{H}'(t) = -\sum h^a M^a \cos \Omega t \theta(t_0 - t),$$

因此

$$\begin{aligned} \delta \bar{M}^a(t) &= \frac{i}{2} \sum_{\beta} h^{\beta} \int_{-\infty}^{t_0} e^{-i\Omega\tau} e^{\varepsilon\tau} \langle [M^a(t), M^{\beta}(\tau)] \rangle d\tau + \\ &+ \frac{i}{2} \sum_{\beta} h^{\beta} \int_{-\infty}^{t_0} e^{i\Omega\tau} e^{\varepsilon\tau} \langle [M^a(t), M^{\beta}(\tau)] \rangle d\tau = \\ &= \frac{e^{-i\Omega t_0}}{2} \sum h^{\beta} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\langle M^a | M^{\beta} \rangle_E^{\text{ret}}}{E - \Omega - i\varepsilon} e^{-iE(t-t_0)} dE + \\ &+ \frac{e^{i\Omega t_0}}{2} \sum h^{\beta} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\langle M^a | M^{\beta} \rangle_E^{\text{ret}}}{E + \Omega - i\varepsilon} e^{-iE(t-t_0)} dE. \end{aligned}$$

考虑到

$$\chi^{a\beta}(E) = 2\pi i \langle M^a | M^{\beta} \rangle_E^{\text{ret}},$$

并且

$$\chi^{a\beta}(E) = \chi^{*\beta a}(-E)^{[9]},$$

所以最后得到

$$\delta \bar{M}^a(t) = \sum_{\beta} h^{\beta} R_{\beta} \left\{ e^{-i\Omega t_0} \frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\chi_{a\beta}(E)}{E - \Omega - i\varepsilon} e^{-iE(t-t_0)} dE \right\}.$$

参 考 文 献

- [1] Clogston, A. M. et al. *J. Phys. Chem. Solids*, **1** (1956), 129.
- [2] Боголюбов, Н. Н. и Тябликов, С. В., *ДАН СССР*, **126** (1959), 53.
- [3] Тябликов, С. В., *Укр. Мат. Журн.* **11** (1959), 287.
- [4] Тябликов, С. В., *ФТТ* **2** (1960), 361.
- [5] Зубарев, Д. Н., *УФН* **71** (1960), 71.
- [6] Пу Фу-го (蒲富格), *ДАН СССР*, **130** (1960), 1244; **131**, 546.
- [7] Гинзбург, В. Л., Файн, В. М., *ЖЭТФ*, **39** (1960), 1323.
- [8] 蒲富格, 学位论文, 莫斯科, 1960.
- [9] Тябликов, С. В., *ФТТ*, **2** (1960), 2009.
- [10] Kubo, R. & Tomita, K., *J. Phys. Soc. Jap.* **9** (1954), 888.

APPLICATION OF THERMODYNAMICAL RETARDED GREEN FUNCTION TO THE THEORY OF LINE WIDTH OF FERROMAGNETIC RESONANCE

MON SIAN-CHEN PU FU-CHO

ABSTRACT

The theory of Clogston and his coworkers^[1] on the line width of ferromagnetic resonance is derived by using thermodynamical retarded Green functions. The results obtained are applicable for a wide range of temperatures. The susceptibility tensor and the change of the transverse component of magnetization following a sudden removal of the microwave field are calculated.