

低温下二维绝缘铁磁体的磁振子寿命*

成泰民[†] 鲜于泽 杜 安

(东北大学理学院物理系 沈阳 110006)

(2005 年 2 月 28 日收到 2005 年 4 月 4 日收到修改稿)

在二维正方绝缘铁磁系统基础上建立了一个磁振子-声子相互作用模型. 利用格林函数方法研究了磁振子-声子相互作用下的二维绝缘铁磁体的磁振子衰减(即 $-\text{Im}\Sigma^{*(1)}(k)$), 计算了布里渊区的主要对称点线上的 $-\text{Im}\Sigma^{*(1)}(k)$. 发现在布里渊区边界区域磁振子衰减很明显, 但小波矢区($k_x a/\pi < 0.22$ 附近)磁振子衰减非常弱, 而且温度很低时磁振子衰减有极大值. 比较了纵向声子与横向声子对磁振子衰减的影响, 也讨论了各项参数的变化对磁振子衰减的影响. 根据关系式 $-\text{Im}\Sigma^{*(1)}(k) = \hbar/(2\tau)$ 可以对磁振子寿命进行判断.

关键词: 磁振子-声子相互作用, 磁振子衰减, 铁磁体, 磁振子寿命

PACC: 7136, 7650, 7255

1. 引 言

对于钙钛矿铁磁材料的非弹性中子散射实验中发现在低温时晶带边界磁振子谱的软化与磁振子谱线增宽^[1-3]. 在钙钛矿结构化合物 $A_{0.7}B_{0.3}\text{MnO}_3$ (其中 A 为稀土元素, B 为碱土元素)通过改变 A 元素和 B 元素可得到不同的状态^[4-6]. 通常以双交换(double-exchange, D-E)模型为理论基础研究这类钙钛矿结构化合物^[7,8], 但是一些非弹性中子散射的测量指出自旋波可用最近邻 Heisenberg 哈密顿量来表示^[4,9-11]. 从近似的自旋波理论得到 D-E 模型在无穷大的交换积分 J 极限下与最近邻 Heisenberg 模型是等价的^[12,13]. 但是由单一的 D-E 模型不能产生大的磁振子谱线增宽以及晶带边界磁振子谱的软化现象, 这意味着要考虑另一种附加效应. 非弹性中子散射实验数据揭示了低温磁振子软化与增宽的微观起源. 从基于磁振子寿命效应和与它有联系的光频支声子散射模式来看, Dai, Hwang 等观测到磁振子谱的软化与磁振子谱线增宽是源于强烈的磁振子-声子相互作用^[1,2]. 因而我们以二维正方绝缘铁磁体为例较详细地研究了磁振子-声子相互作用对磁振子寿命的影响. 在低温下一般对声子能量都取了长波近似^[4], 而我们利用晶格动力学方法求得声子能量时, 没有取长波近似, 并在此基础上处理了磁振

子-声子相互作用.

2. 磁振子-声子相互作用模型及哈密顿量

对于绝缘铁磁晶体而言, 可在局域自旋模型^[14]的基础上建立 Heisenberg 交换作用模型. 其哈密顿量的形式为^[15]

$$H^{S+SP} = \sum_{\langle l,l' \rangle} -J(|\mathbf{R}_l - \mathbf{R}_{l'}|) \hat{S}_l \cdot \hat{S}_{l'}, \quad (1)$$

其中 $\langle l, l' \rangle$ 表示只考虑最近邻, $\mathbf{R}_l = \mathbf{R}_l^0 + \mathbf{u}_l$, $\mathbf{R}_{l'} = \mathbf{R}_{l'}^0 + \mathbf{u}_{l'}$ 这里的 $\mathbf{R}_l^0, \mathbf{R}_{l'}^0$ 代表磁性离子在晶格点阵中的平衡位置. $\mathbf{u}_l, \mathbf{u}_{l'}$ 代表磁性离子偏离平衡位置的微小位移. 把交换积分 $J(|\mathbf{R}_l - \mathbf{R}_{l'}|)$ 相对于 $(\mathbf{R}_l^0 - \mathbf{R}_{l'}^0)$ 作 Taylor 级数展开只取 $(\mathbf{u}_l - \mathbf{u}_{l'})$ 的一级近似可得

$$H^{S+SP} = H^S + H^{SP}, \quad (2)$$

其中

$$H^S = - \sum_{\langle l,l' \rangle} J(|\mathbf{R}_l^0 - \mathbf{R}_{l'}^0|) \hat{S}_l \cdot \hat{S}_{l'}, \quad (3)$$

$$H^{SP} = \sum_{\langle l,l' \rangle} |\nabla J(|\boldsymbol{\delta}|)| [(\mathbf{u}_l - \mathbf{u}_{l'}) \cdot \boldsymbol{\delta} / |\boldsymbol{\delta}|] \hat{S}_l \cdot \hat{S}_{l'}, \quad (4)$$

铁磁晶体的晶格振动在简谐近似下的哈密顿量为

$$H^P = \sum_{\mathbf{q}\sigma} \left[b_{\sigma}^+(\mathbf{q}) b_{\sigma}(\mathbf{q}) + \frac{1}{2} \right] \hbar \omega_{\sigma}(\mathbf{q}) \quad (\sigma \text{ 表示不同的本征值}); \quad (5)$$

* 国家自然科学基金(批准号 59471020)和高等学校博士学科点基金(批准号 98014513)资助的课题.

[†] E-mail: ctm701212@126.com

$$u_l = \sum_{q, \sigma} \left(\frac{\hbar}{2Nm\omega_\sigma(q)} \right)^{1/2} e_\sigma(q) \exp(iq \cdot R_l) B_\sigma(q);$$

$$(B_\sigma(q) = b_\sigma^*(-q) + b_\sigma(q)), \quad (6)$$

其中 $e_\sigma(q)$ 为极化向量, $\omega_\sigma(q)$ 可通过晶格动力学求得. 二维正方晶格而言

$$E_{\text{pot}}(q) = \hbar\omega_\sigma(q)$$

$$= \hbar \sqrt{f_1/m} \psi_{\text{ps}}(q); \quad (\sigma = 1, 2). \quad (7)$$

对应的极化向量以直角坐标轴的分量形式表示为 $\{e_{\alpha x}(q), e_{\alpha y}(q)\}$.

$$\Delta_1 = (2\eta)^{-1} \text{csd}(q_x a) \text{csd}(q_y a) [-\cos(q_x a) + \cos(q_y a) - A_{12}];$$

$$\Delta_2 = (2\eta)^{-1} \text{csd}(q_x a) \text{csd}(q_y a) [-\cos(q_x a) + \cos(q_y a) + A_{12}];$$

$$A_{11} = 2 + 2\eta - \cos(q_x a) - \cos(q_y a) - 2\eta \cos(q_x a) \cos(q_y a);$$

$$A_{12} = \{[\cos(q_x a) - \cos(q_y a)]^2 + 4\eta^2 \sin^2(q_x a) \sin^2(q_y a)\}^{1/2}.$$

对于二维正方晶格而言 $\eta = f_2/f_1$ (其中 f_1 最近邻力常数, f_2 次近邻力常数).

利用 $\hat{S}_l \cdot \hat{S}_{l'} = \hat{S}_l^z \cdot \hat{S}_{l'}^z + \frac{1}{2} (\hat{S}_l^+ \hat{S}_{l'}^- + \hat{S}_l^- \hat{S}_{l'}^+)$ 关系式, Dyson-Maleev (D-M) 变换 $\hat{S}_l^+ = (2S)^{1/2} (1 - a_l^+ a_l / 2S) a_l$, $\hat{S}_l^- = (2S)^{1/2} a_l^+$, $\hat{S}_l^z = S - a_l^+ a_l$ 算符的傅里叶变换 $a_l = (1/N)^{1/2} \sum_k e^{ik \cdot R_l} a_k$, $a_l^+ = (1/N)^{1/2} \sum_k e^{-ik \cdot R_l} a_k^+$. 把(6)式和上述关系式及变换代入到(3)式, (4)式, 并且只取算符 a_k, a_k^+ 的二次项为止. 在各向同性二维正方铁磁晶格中, 令 $\mathcal{K}(|R_l^0 - R_{l'}^0|) \equiv J_0$, $|\nabla \mathcal{K}(\delta)| \equiv |\nabla \mathcal{K}(a)|$, 其中 a 是最短的晶格常数, 这里只考虑最近邻.

$$H^S = -J_0 NZS^2 + \sum_k E_{m0}(k) a_k^+ a_k, \quad (10)$$

其中

$$E_{m0}(k) = 2ZJ_0 S(1 - \gamma_k),$$

$$\gamma_k = Z^{-1} \sum_\delta \exp(ik \cdot \delta), \quad (11)$$

$$H^{\text{SP}} = \sum_{k, q, \sigma} M_{kq\sigma} a_{k+q}^+ a_k B_\sigma(q), \quad (12)$$

其中

$$M_{kq\sigma} = C\Phi_\sigma(k, q). \quad (13)$$

对于二维正方晶格而言配位数 $Z = 4$ 因而得

$$E_{m0}(k) = 4J_0 S\psi_m(k),$$

其中

$$\psi_m(k) = 2 - \cos(k_x a) - \cos(k_y a), \quad (14)$$

$$\psi_{11}(q) = \sqrt{A_{11} - A_{12}};$$

$$e_{1x}(q) = \Delta_1 / \sqrt{\Delta_1^2 + 1};$$

$$e_{1y}(q) = 1 / \sqrt{\Delta_1^2 + 1}, \quad (8)$$

$$\psi_{12}(q) = \sqrt{A_{11} + A_{12}};$$

$$e_{2x}(q) = \Delta_2 / \sqrt{\Delta_2^2 + 1};$$

$$e_{2y}(q) = 1 / \sqrt{\Delta_2^2 + 1}, \quad (9)$$

其中

$$C = 2S \left(\frac{\hbar}{2N\sqrt{f_1 m}} \right)^{1/2} |\nabla \mathcal{K}(a)|, \quad (15)$$

$$\Phi_\sigma(k, q) = \frac{i}{\sqrt{\psi_{\text{ps}}(q)}} \left\{ \sum_\delta [e_\sigma(q) \cdot \delta / |\delta| \{ \sin(k \cdot \delta) - \sin(k \cdot \delta + q \cdot \delta) + \sin(q \cdot \delta) \}] \right\}. \quad (16)$$

因而二维正方绝缘铁磁晶体的总哈密顿量为

$$H = H_0 + H^{\text{SP}} \quad (17)$$

其中 H_0 是无微扰的简谐哈密顿量 $H_0 = H^S + H^P$.

3. 磁振子衰减

对系统的哈密顿量, 可以用 Matsubara 格林函数理论分析它. 磁振子-声子耦合与通常的电子-声子耦合相似, 但是必须注意电子的算符是费米子算符, 并且它满足费米-狄拉克统计分布. 而磁振子的算符是玻色子算符, 它满足玻色-爱因斯坦统计分布. 并且对磁振子-声子耦合而言, 还得考虑系统的磁序^[4, 9, 10, 16, 17].

自由磁振子与自由声子的在频域的松原格林函数如下:

$$\mathcal{G}^0(k, i\epsilon_n) = \frac{1}{i\epsilon_n - E_{m0}(k)}, \quad (18)$$

$$\tilde{\mathcal{G}}^0(k, i\epsilon_n) = \frac{-1}{i\epsilon_n + E_{m0}(k)}, \quad (19)$$

$$\mathcal{D}_\sigma^0(q, i\epsilon_n) = \frac{2E_{\text{pot}}(q)}{(i\epsilon_n)^2 - E_{\text{pot}}^2(q)} \quad (\sigma = 1, 2). \quad (20)$$

磁振子的一级正规自能^[15]为

$$\begin{aligned} \Sigma^{*(1)}(\mathbf{k}, i\epsilon_n) = & -\frac{1}{\beta S_{\text{lattice}}} \sum_{q, \sigma} \sum_{i\epsilon_m} |M_{kq\sigma}|^2 [\mathcal{D}^0(\mathbf{q}, i\epsilon_m) \mathcal{S}^0(\mathbf{k} + \mathbf{q}, i\epsilon_n + i\epsilon_m) \\ & + \mathcal{D}^0(\mathbf{q}, i\epsilon_m) \tilde{\mathcal{S}}^0(\mathbf{k} + \mathbf{q}, i\epsilon_n + i\epsilon_m)]. \end{aligned} \quad (21)$$

对(21)式进行频率求和可得

$$\begin{aligned} \Sigma^{*(1)}(\mathbf{k}, i\epsilon_n) = & \frac{1}{S_{\text{lattice}}} \sum_{q, \sigma} |M_{kq\sigma}|^2 \left\{ \frac{N_B(E_{p\sigma 0}(\mathbf{q})) + N_B(E_{m0}(\mathbf{k} + \mathbf{q})) + 1}{i\epsilon_n - E_{p\sigma 0}(\mathbf{q}) - E_{m0}(\mathbf{k} + \mathbf{q})} \right. \\ & + \frac{N_B(E_{p\sigma 0}(\mathbf{q})) - N_B(E_{m0}(\mathbf{k} + \mathbf{q}))}{i\epsilon_n + E_{p\sigma 0}(\mathbf{q}) - E_{m0}(\mathbf{k} + \mathbf{q})} - \frac{N_B(E_{p\sigma 0}(\mathbf{q})) + N_B(E_{m0}(\mathbf{k} + \mathbf{q})) + 1}{i\epsilon_n + E_{p\sigma 0}(\mathbf{q}) + E_{m0}(\mathbf{k} + \mathbf{q})} \\ & \left. - \frac{N_B(E_{p\sigma 0}(\mathbf{q})) - N_B(E_{m0}(\mathbf{k} + \mathbf{q}))}{i\epsilon_n - E_{p\sigma 0}(\mathbf{q}) + E_{m0}(\mathbf{k} + \mathbf{q})} \right\} \end{aligned} \quad (22)$$

利用 Dyson's 方程求取至二阶微扰项的松原格林函数. 并且利用松原格林函数与推迟热力学格林函数

之间的变换关系 $\mathcal{G}(\mathbf{k}, i\epsilon_n) \xrightarrow{i\epsilon_n \rightarrow E_m(\mathbf{k}) + i\delta} G_{\text{retarded}}(\mathbf{k}, E_m(\mathbf{k}))$ 与 $\sum_q (\dots) = S_{\text{lattice}} (2\pi)^{-2} \iint dq_x dq_y (\dots)$ 关系求得磁振子的推迟热力学格林函数. 然后利用

$\frac{1}{x \pm 0^+} = p\left(\frac{1}{x}\right) \mp i\pi\delta(x)$ 其中 p 表示积分主值) 求其极点, 并求极点的虚部与实部如下:

$$-\text{Im}\Sigma^{*(1)}(\mathbf{k}) = \hbar/(2\tau) \quad \text{其中 } \tau \text{ 为磁振子寿命}, \quad (23)$$

$$E_m(\mathbf{k}) = E_{m0}(\mathbf{k}) + \text{Re}\Sigma^{*(1)}(\mathbf{k}), \quad (24)$$

其中

$$\begin{aligned} -\text{Im}\Sigma^{*(1)}(\mathbf{k}) = & \frac{\pi}{(2\pi)^2} \iint dq_x dq_y \sum_{\sigma} |M_{kq\sigma}|^2 \{ [N_B(E_{p\sigma 0}(\mathbf{q})) + N_B(E_{m0}(\mathbf{k} + \mathbf{q})) + 1] \\ & \times [\delta(E_m(\mathbf{k}) - E_{p\sigma 0}(\mathbf{q}) - E_{m0}(\mathbf{k} + \mathbf{q})) - \delta(E_m(\mathbf{k}) + E_{p\sigma 0}(\mathbf{q}) + E_{m0}(\mathbf{k} + \mathbf{q}))] \\ & + [N_B(E_{p\sigma 0}(\mathbf{q})) - N_B(E_{m0}(\mathbf{k} + \mathbf{q}))] \times [\delta(E_m(\mathbf{k}) + E_{p\sigma 0}(\mathbf{q}) - E_{m0}(\mathbf{k} + \mathbf{q})) \\ & - \delta(E_m(\mathbf{k}) - E_{p\sigma 0}(\mathbf{q}) + E_{m0}(\mathbf{k} + \mathbf{q}))] \}. \end{aligned} \quad (25)$$

为了数值计算上的方便令

$$\begin{aligned} C(4\pi a J_0 S) = \alpha_1, \quad \hbar \sqrt{f_1/m} (4J_0 S) = \alpha_2, \\ 4J_0 S/k_B = T_m. \end{aligned} \quad (26)$$

把(7)式至(9)式与(13)式至(16)式, (26)式代入(25)式然后进行了数值计算. 数值计算中先给定 k 与 q_y (或者 q_x) 情形下利用了

$$I = \int_a^b \mathcal{J}(x) \delta[\mathcal{G}(x)] dx = \sum_i \mathcal{J}(x_i) \mathcal{V} |g'(x_i)|,$$

其中 $x_i (i = 1, 2, 3, \dots, n)$ 为非线性方程 $g(x) = 0$ 在区间 $[a, b]$ 内的单实根(若 $g(x) = 0$ 有重根, 则 $\delta[\mathcal{G}(x)]$ 无意义), 而后对每一 q_y 求 I 乘其步长 Δq_y , 累加所得的值就是给定的波矢 k 所对应的近似的 $-\text{Im}\Sigma^{*(1)}(\mathbf{k})$, 近似程度取决于步长 Δq_y 的大小. 数值计算中我们参照了钙钛矿 $\text{Pr}_{0.63}\text{Sr}_{0.37}\text{MnO}_3$ 的测量数据^[21]: $a = 0.386\text{nm}$, $D = 2J_0 Sa^2 = 1.65\text{meVnm}^2$, $k_B = 8.617385(73) \times 10^{-2}\text{meVK}^{-1}$ 从而得 $T_m = 257.02\text{K}$. 这里我们取了低温 $T = 10\text{K}$. 参数 $\alpha_1, \alpha_2, \eta, T_m$ 的变

化下的数值计算结果如下: 图1至图7说明, 在 Σ 线(包括 Γ, M 点)上, 随波矢 k 的增加磁振子衰减越强, 但在小波矢区($k_x a/\pi < 0.22$ 附近)磁振子衰减非常弱. 从(23)式可知磁振子寿命随波矢 k 的增加而减小, 但在小波矢区磁振子寿命很长. 这与文献[4, 9, 10]的长波近似下的小波矢区磁振子寿命一致, 但我们在这没有取长波近似. 图1说明, 在 Σ 线(包括 Γ, M 点)上, α_1 参量越大, 磁振子衰减越强, 从(26)式可知磁振子-声子耦合越强, 磁振子寿命就越短. 从(15)式可知交换积分的梯度 $|\nabla \mathcal{J}(a)|$, 磁性离子的质量 m , 最近邻力常数 f_1 影响磁振子-声子耦合强度. 图2说明, 在 Σ 线(包括 Γ, M 点)上, α_2 参量越小, 磁振子衰减越强, 从(26)式可知 $\alpha_2 \propto \theta_D$ (材料的德拜温度 θ_D) 即德拜温度 θ_D 越低磁振子寿命就越短.

图3说明, 在 Σ 线(包括 Γ, M 点)上, $\eta = f_2/f_1$ 越小, 磁振子衰减越强, 其寿命越短, 这说明最近

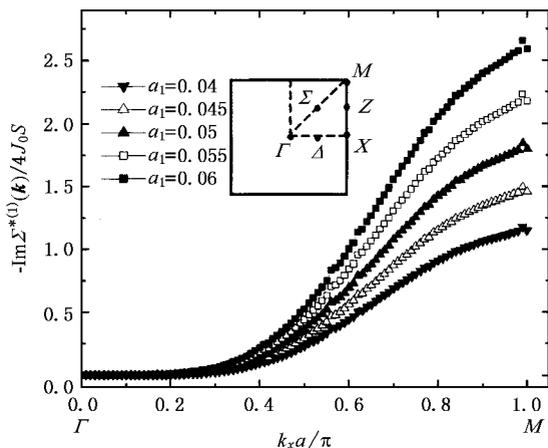


图 1 在 Σ 线(包括 Γ, M 点)上,不同的 α_1 参量下的磁振子衰减. $\alpha_2 = 0.02, \eta = 0.1, T_m = 257.02\text{K}, T = 10\text{K}$, α_1 参量分别为 0.04 0.045 0.05 0.055 0.06

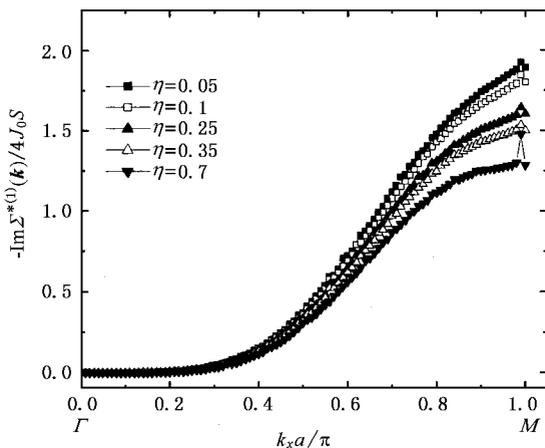


图 3 在 Σ 线(包括 Γ, M 点)上,不同的 η 参量下的磁振子衰减. $\alpha_1 = 0.05, \alpha_2 = 0.02, T_m = 257.02\text{K}, T = 10\text{K}$, η 参量分别为 0.05 0.1 0.25 0.35 0.7

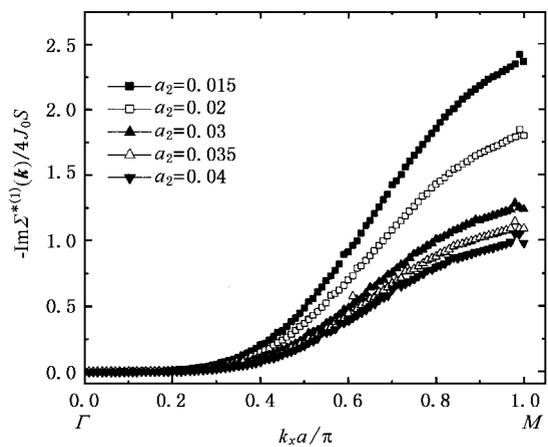


图 2 在 Σ 线(包括 Γ, M 点)上,不同的 α_2 参量下的磁振子衰减. $\alpha_1 = 0.05, \eta = 0.1, T_m = 257.02\text{K}, T = 10\text{K}$, α_2 参量分别为 0.015 0.02 0.03 0.035 0.04

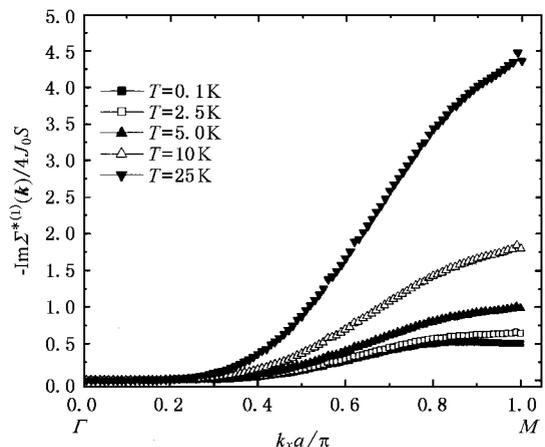


图 4 在 Σ 线(包括 Γ, M 点)上,不同的温度 T 下的磁振子衰减. $\alpha_1 = 0.05, \alpha_2 = 0.02, \eta = 0.1, T_m = 257.02\text{K}$, 温度 T 分别为 0.1K 2.5K 5K 10K 25K

邻力常数 f_1 对磁振子寿命起主要作用. 与 $T = 0\text{K}$ 对比后发现极低温时 $\eta = f_2/f_1$ 对磁振子寿命几乎没有多大影响. 图 4 说明,在 Σ 线(包括 Γ, M 点)上,随温度升高,磁振子衰减越强,其寿命越短,并且极低温时磁振子寿命有极小值,这与文献 [4] 中低温时以玻色-爱因斯坦分布形式的占据数为零处理的一致,图 5 说明,在 Σ 线(包括 Γ, M 点)上, T_m 越小,磁振子衰减越强,从 (26) 式可知 $T_m \propto D$ (磁性材料的劲度系数 D),这说明劲度系数 D 越小,磁振子寿命越短.

图 6, 图 7 说明,在 Σ 线(包括 Γ, M 点)上,纵向声子比横向声子对磁振子衰减的影响更大,并

且对比图 6, 图 7 可知,极低温下磁振子衰减有极大值是由横向声子起作用的结果,说明在极低温下磁振子寿命有极小值是由横向声子引起的. 这与文献 [4, 9, 10] 的结果一致,但文献 [4, 9, 10] 没有讨论极低温下磁振子衰减有极大值的原因.

图 8 至图 15 说明,在 Δ 线(包括 Γ, X 点)上,随波矢 k 的增加磁振子衰减越强,但在小波矢区 ($k_x a/\pi < 0.22$ 附近)磁振子衰减非常弱. 从 (23) 式可知磁振子寿命随波矢 k 的增加而减小,但在小波矢区磁振子寿命很长. 图 8 说明,在 Δ 线(包括 Γ, X 点)上, α_1 参量越大,磁振子衰减越强,这说明磁振子-声子耦合越强,磁振子寿命就越短. 图 9 说

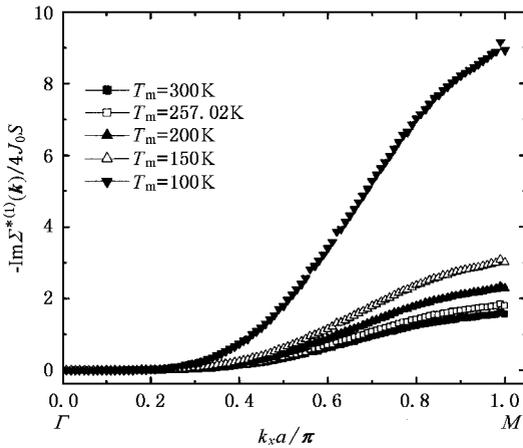


图 5 在 Σ 线 (包括 Γ, M 点) 上, 不同的 T_m 参量下的磁振子衰减. $\alpha_1 = 0.05, \alpha_2 = 0.02, \eta = 0.1, T = 10K, T_m$ 参量分别为 300K, 257.02K, 200K, 150K, 100K

度系数 D 越小, 磁振子寿命越短.

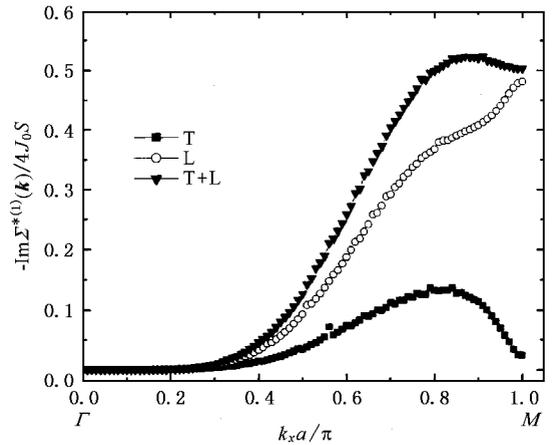


图 7 在 Σ 线 (包括 Γ, M 点) 上, 纵向声子, 横向声子以及它们的共同作用对磁振子衰减的影响. $\alpha_1 = 0.05, \alpha_2 = 0.02, \eta = 0.1, T_m = 257.02K, T = 0.1K$

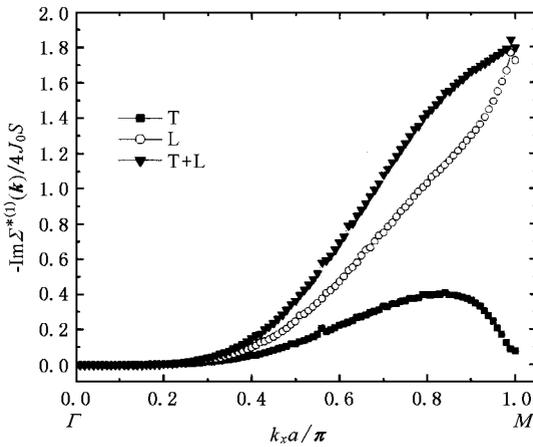


图 6 在 Σ 线 (包括 Γ, M 点) 上, 纵向声子, 横向声子以及它们的共同作用对磁振子衰减的影响. $\alpha_1 = 0.05, \alpha_2 = 0.02, \eta = 0.1, T_m = 257.02K, T = 10K$

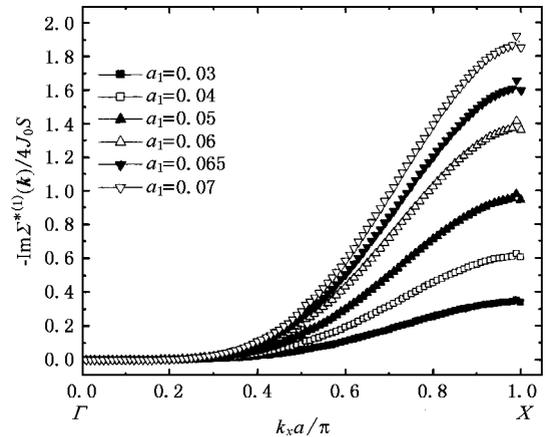


图 8 在 Δ 线 (包括 Γ, X 点) 上, 不同的 α_1 参量下的磁振子衰减. $\alpha_2 = 0.02, \eta = 0.1, T_m = 257.02K, T = 10K, \alpha_1$ 参量分别为 0.03, 0.04, 0.05, 0.06, 0.065, 0.07

明, 在 Δ 线 (包括 Γ, X 点) 上, α_2 参量越小, 磁振子衰减越强, 这说明材料的德拜温度 Θ_D 越低磁振子寿命就越短. 图 10 说明, 在 Δ 线 (包括 Γ, X 点) 上, $\eta = f_2/f_1$ 越小, 磁振子衰减越强, 其寿命越短, 这说明最近邻力常数 f_1 对磁振子寿命起主要作用. 与 $T = 0K$ 时对比后发现极低温时 $\eta = f_2/f_1$ 对磁振子寿命几乎没有多大影响. 图 11 说明, 在 Δ 线 (包括 Γ, X 点) 上, 随温度升高, 磁振子衰减越强, 其寿命越短, 并且极低温时磁振子寿命有极小值. 这与文献 [4] 中低温时以玻色-爱因斯坦分布形式的占据数为零处理的一致. 图 12 说明, 在 Δ 线 (包括 Γ, X 点) 上, T_m 越小, 磁振子衰减越强, 这说明劲

图 13, 图 14, 图 15 说明, 在 Δ 线 (包括 Γ, X 点) 上, η 值取小值时始终纵向声子比横向声子对磁振子衰减的影响更大, 并且对比图 13, 图 14, 图 15 可知, 极低温下磁振子衰减有极大值是由纵向声子引起的, 说明在极低温下磁振子寿命有极小值是由纵向声子引起的. 对比图 13, 图 15 可知, η 值取大值时在布里渊区边界附近横向声子比纵向声子对磁振子衰减的影响更大. 这与文献 [4, 9, 10] 的结果一致, 但这与在 Σ 线 (包括 Γ, M 点) 上的情形不同.

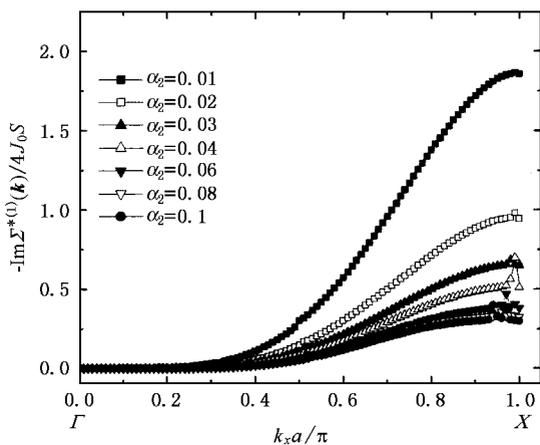


图 9 在 Δ 线(包括 Γ, X 点)上,不同的 α_2 参量下的磁振子衰减. $\alpha_1 = 0.05, \eta = 0.1, T_m = 257.02\text{K}, T = 10\text{K}$, α_2 参量分别为 0.01 0.02 0.03 0.04 0.06 0.08 0.1

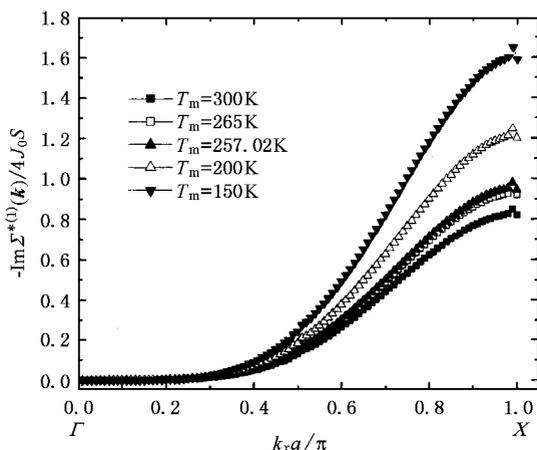


图 12 在 Δ 线(包括 Γ, X 点)上,不同的 T_m 参量下的磁振子衰减. $\alpha_1 = 0.05, \alpha_2 = 0.02, \eta = 0.1, T = 10\text{K}$, T_m 参量分别为 300K, 265K, 257.02K, 200K, 150K

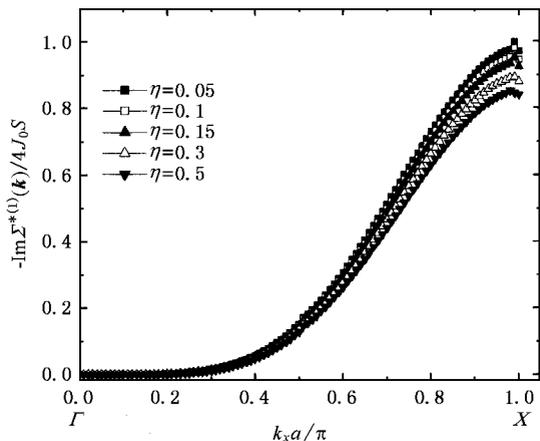


图 10 在 Δ 线(包括 Γ, X 点)上,不同的 η 参量下的磁振子衰减. $\alpha_1 = 0.05, \alpha_2 = 0.02, T_m = 257.02\text{K}, T = 10\text{K}$, η 参量分别为 0.05 0.1 0.15 0.3 0.5

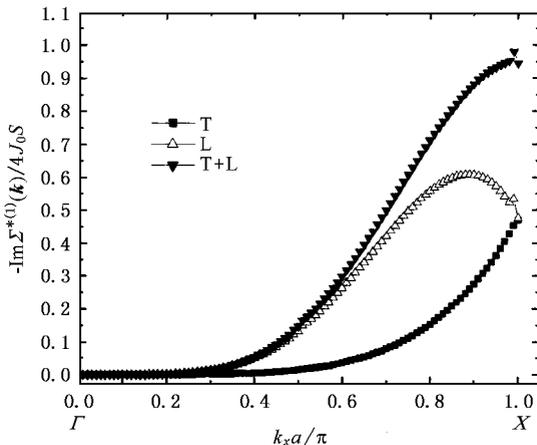


图 13 在 Δ 线(包括 Γ, X 点)上,纵向声子,横向声子以及它们的共同作用对磁振子衰减的影响. $\alpha_1 = 0.05, \alpha_2 = 0.02, \eta = 0.1, T_m = 257.02\text{K}, T = 10\text{K}$

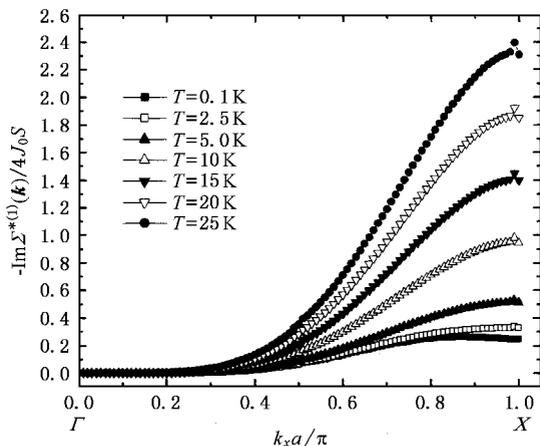


图 11 在 Δ 线(包括 Γ, X 点)上,不同的温度 T 下的磁振子衰减. $\alpha_1 = 0.05, \alpha_2 = 0.02, \eta = 0.1, T_m = 257.02\text{K}$, 温度 T 分别为 0.1K, 2.5K, 5K, 10K, 15K, 20K, 25K

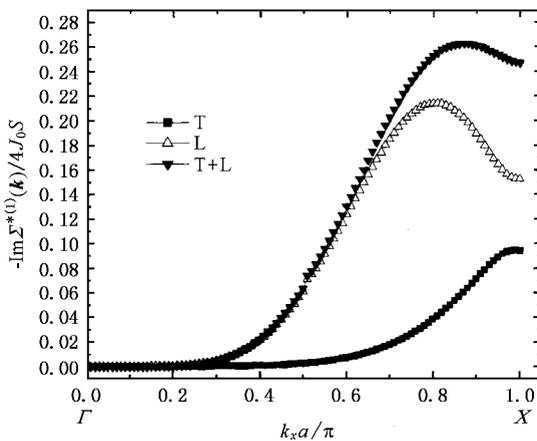


图 14 在 Δ 线(包括 Γ, X 点)上,纵向声子,横向声子以及它们的共同作用对磁振子衰减的影响. $\alpha_1 = 0.05, \alpha_2 = 0.02, \eta = 0.1, T_m = 257.02\text{K}, T = 0.1\text{K}$

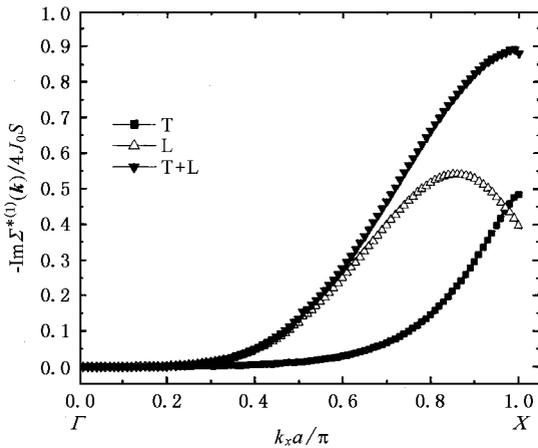


图 15 在 Δ 线(包括 Γ, X 点)上 纵向声子 横向声子以及它们的共同作用对磁振子衰减的影响. $\alpha_1 = 0.05, \alpha_2 = 0.02, \eta = 0.3, T_m = 257.02\text{K}, T = 10\text{K}$

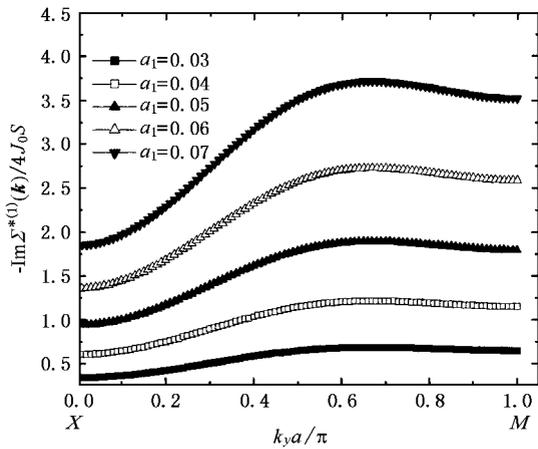


图 16 在 Z 线(包括 X, M 点)上 不同的 α_1 参量下的磁振子衰减. $\alpha_2 = 0.02, \eta = 0.1, T_m = 257.02\text{K}, T = 10\text{K}, \alpha_1$ 参量分别为 0.03 0.04 0.05 0.06 0.07

图 16 至图 23 说明,在 Z 线(包括 X, M 点)上,随波矢 k 的增加,磁振子衰减先强后弱存在极大值,说明磁振子寿命先短后长存在极小值,即在 Z 线上波矢 $0 \leq k_y < k_y(\tau_{\min}) \wedge k_y(\tau_{\min})$ 表示磁振子寿命极小值对应的波矢 k_y 时磁振子寿命随波矢 k 的增加而减小,波矢 $\pi/a \geq k_y \geq k_y(\tau_{\min})$ 时磁振子寿命随波矢 k 的增加而增大.

图 16 说明,在 Z 线(包括 X, M 点)上, α_1 参量越大,磁振子衰减越强,这说明磁振子-声子耦合越强,磁振子寿命就越短. 图 17 说明,在 Z 线(包括 X, M 点)上, α_2 参量越小,磁振子衰减越

强,这说明材料的德拜温度 Θ_D 越低磁振子寿命就越短. 图 18 说明,在 Z 线(包括 X, M 点)上, $\eta = f_2/f_1$ 越小,磁振子衰减越强,其寿命越短,这说明最近邻力常数 f_1 对磁振子寿命起主要作用. 图 19 说明,在 Z 线(包括 X, M 点)上,随温度升高,磁振子衰减越强,其寿命越短,并且磁振子寿命有极小值.

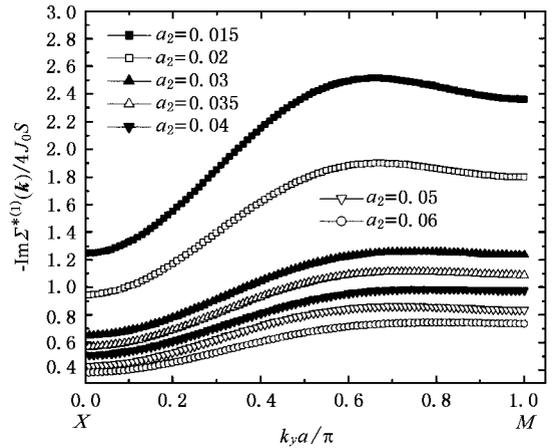


图 17 在 Z 线(包括 X, M 点)上 不同的 α_2 参量下的磁振子衰减. $\alpha_1 = 0.05, \eta = 0.1, T_m = 257.02\text{K}, T = 10\text{K}, \alpha_2$ 参量分别为 0.015 0.02 0.03 0.035 0.04 0.05 0.06

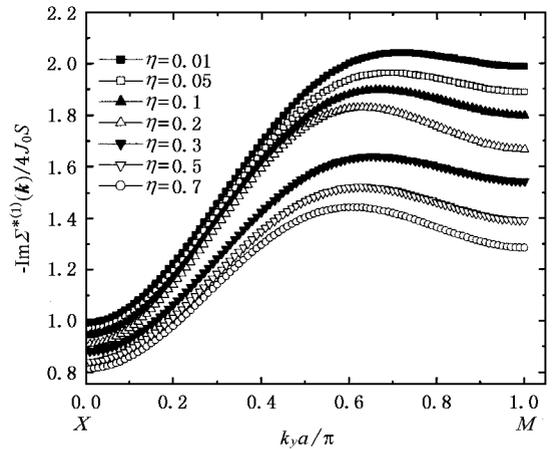


图 18 在 Z 线(包括 X, M 点)上 不同的 η 参量下的磁振子衰减. $\alpha_1 = 0.05, \alpha_2 = 0.02, T_m = 257.02\text{K}, T = 10\text{K}, \eta$ 参量分别为 0.01 0.05 0.1 0.2 0.3 0.5 0.7

图 20 说明,在 Z 线(包括 X, M 点)上, T_m 越小,磁振子衰减越强,这说明劲度系数 D 越小,磁振子寿命越短. 图 21, 图 22, 图 23 说明,在 Z 线(包括 X, M 点)上, η 值取小值时始终纵向声子比

横向声子对磁振子衰减的影响更大,并且对比图 21,图 22,图 23 可知,磁振子寿命的极小值是由横向声子引起的.对比图 21,图 23 可知, η 值取大值时在小波矢区横向声子比纵向声子对磁振子衰减的影响更大.

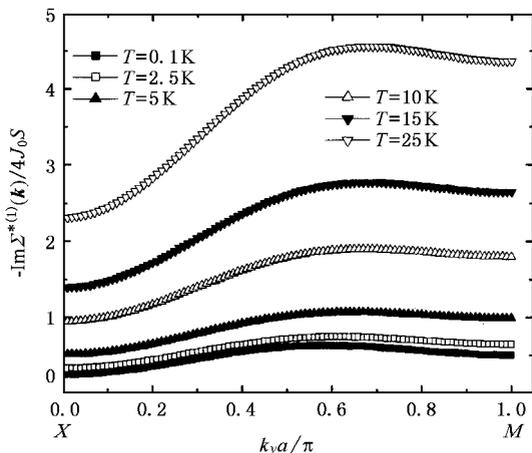


图 19 在 Z 线(包括 X, M 点)上不同的温度 T 下的磁振子衰减. $\alpha_1 = 0.05, \alpha_2 = 0.02, \eta = 0.1, T_m = 257.02\text{K}$, 温度 T 分别为 0.1K, 2.5K, 5K, 10K, 15K, 25K

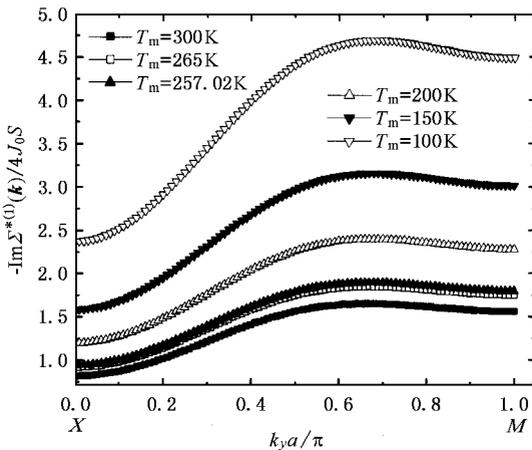


图 20 在 Z 线(包括 X, M 点)上不同的 T_m 参量下的磁振子衰减. $\alpha_1 = 0.05, \alpha_2 = 0.02, \eta = 0.1, T = 10\text{K}$, T_m 参量分别为 300K, 265K, 257.02K, 200K, 150K, 100K

4. 结 论

在低温下,通过对二维绝缘铁磁体的磁振子寿命的研究,我们得到如下的结果:

1. 在小波矢区($k_x a/\pi < 0.22$ 附近)磁振子寿命很长,但布里渊区边界附近及大波矢区磁振子寿命很短.在 Σ 线(包括 Γ, M 点)与 Δ 线(包括 Γ, X

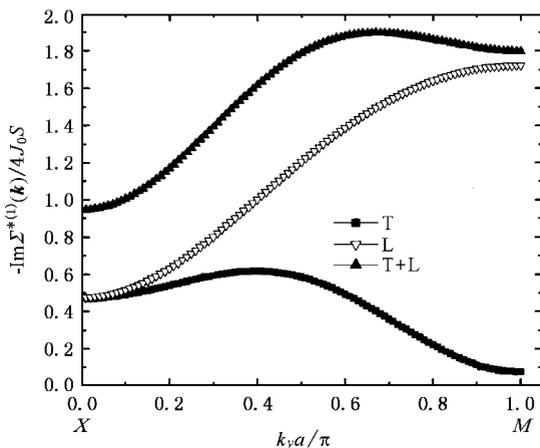


图 21 在 Z 线(包括 X, M 点)上纵向声子、横向声子以及它们的共同作用对磁振子衰减的影响. $\alpha_1 = 0.05, \alpha_2 = 0.02, \eta = 0.1, T_m = 257.02\text{K}, T = 10\text{K}$

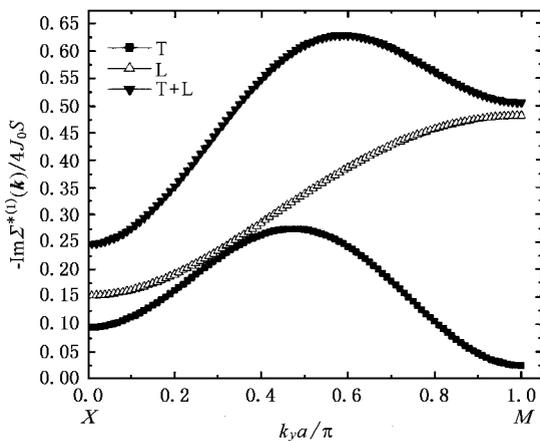


图 22 在 Z 线(包括 X, M 点)上纵向声子、横向声子以及它们的共同作用对磁振子衰减的影响. $\alpha_1 = 0.05, \alpha_2 = 0.02, \eta = 0.1, T_m = 257.02\text{K}, T = 0.1\text{K}$

点)上,随波矢 k 的增加磁振子寿命越短,并且在极低温时磁振子寿命有极小值,但在 Z 线(包括 X, M 点)上,随波矢 k 的增加,磁振子寿命先短后长存在极小值.

2. 在 Σ 线(包括 Γ, M 点)上纵向声子比横向声子对磁振子寿命的影响更大,且与 η 值无关.在 Δ 线(包括 Γ, X 点)上, η 值取小值时始终纵向声子比横向声子对磁振子寿命的影响更大,但 η 值取大值时在布里渊区边界附近横向声子比纵向声子对磁振子寿命的影响更大.在 Z 线(包括 X, M 点)上, η 值取小值时始终纵向声子比横向声子对磁振子寿命的影响更大, η 值取大值时在小波矢区横向声子比纵向声子对磁振子衰减的寿命更大.

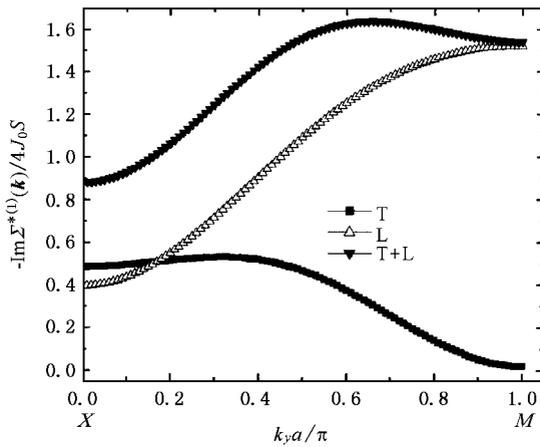


图 23 在 Z 线(包括 X, M 点)上 纵向声子 横向声子以及它们的共同作用对磁振子衰减的影响. $\alpha_1 = 0.05, \alpha_2 = 0.02, \eta = 0.3, T_m = 257.02\text{K}, T = 10\text{K}$

3. 在 Z 线(包括 X, M 点)上,磁振子寿命的极小值是由横向声子引起的. 在 Σ 线(包括 Γ, M 点)上,极低温时磁振子寿命有极小值也是由横向声子引起的,但是在 Δ 线(包括 Γ, X 点)上,极低温时磁振子寿命有极小值是由纵向声子引起的.

4. 磁振子一声子耦合越强,磁振子寿命越短.

5. 自旋劲度系数 D 越小,磁振子寿命越短.

6. 材料的德拜温度 θ_D 越小,磁振子寿命越短.

7. 次近邻力常数 f_2 与最近邻力常数 f_1 之比 η 越小,磁振子寿命越短. 这说明磁振子寿命 f_1 起主要作用.

8. 铁磁居里温度下 T_C 以下随温度的增加,磁振子寿命越短.

- [1] Dai P C, Hwang H Y, Fernandez-Baca J A, Cheong S W, Kloc C, Tomioka Y and Tokura Y 2000 *Phys. Rev. B* **61** 9553
- [2] Hwang H Y, Dai P, Cheong S W, Aeppli G, Tennant D A and Mook H A 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 1316
- [3] Solovyev I V and Terakura K 1999 *Phys. Rev. B* **82** 2959
- [4] Woods L M 2001 *Phys. Rev. B* **65** 014409
- [5] Mahadevan P, Solovyev I V and Terakura K 1999 *Phys. Rev. B* **60** 11439
- [6] Hwang H Y, Cheong S W, Radaeli P G, Marezio M and Batlogg B 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 914
- [7] Xiao C T, Han L A, Xue D S, Zhao J H, Kunkel H and Williams G 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 1245 [in Chinese] 肖春涛、韩立安、薛德胜、赵俊慧, KunKel H, Williams G, 2003 *物理学报* **52** 1245]
- [8] Duan P, Tan G T, Dai S Y, Chen Z H, Zhou Y L and Li H B 2003

Acta Phys. Sin. **52** 2061 [in Chinese] 段苹、谈国太、戴守愚、陈正豪、周岳亮、吕惠宾 2003 *物理学报* **52** 2061]

- [9] Saenger D U 1995 *Phys. Rev. B* **52** 1025
- [10] Saenger D U 1994 *Phys. Rev. B* **49** 12176
- [11] Li Z D, Liang J Q, Li L and Liu W M 2004 *Phys. Rev. E* **69** 066611
- [12] Zenner C 1951 *Phys. Rev.* **82** 403
- [13] Furukawa N 1996 *J. Phys. Soc. Jpn.* **65** 1174
- [14] Moriya T, 1984, *Progress in Physics* .4 255 [in Chinese] 守谷 亨 1984 *物理学进展* **4** 255]
- [15] Cheng T M, Xianyu Z, Du A and Zou J D 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 2239 [in Chinese] 成泰民、鲜于泽、杜安、邹君鼎 2005 *物理学报* **54** 2239]
- [16] Raas C, Buhler A and Uhrig G S 2001 *Eur. Phys. J. B* **21** 369
- [17] Uhrig G S and Normand B 2001 *Phys. Rev. B* **63** 134418

Magnon lifetime of two-dimensional insulating ferromagnet at low temperature ^{*}

Cheng Tai-Min[†] Xianyu Ze Du An

(Department of Physics , School of Science , Northeastern University , Shenyang 110006 ,China)

(Received 28 February 2005 ; revised manuscript received 4 April 2005)

Abstract

A magnon-phonon interaction model is built in two-dimensional insulating ferromagnet. By using Matsubara Green function theory , we have studied the magnon damping $-\text{Im}\Sigma^{*(1)}(\mathbf{k})$, and calculated the magnon damping $-\text{Im}\Sigma^{*(1)}(\mathbf{k})$ curve on the main symmetric point and line in the Brillouin zone for different parameters of the system. It is concluded that at the boundary of Brillouin zone there is a strong magnon damping. But the magnon damping is very small on zones of small wave vectors , and magnon damping has maximal value at very low temperature. The influences of longitudinal phonon and transverse phonon on the magnon damping are compared , and the influences of the parameters are also illustrated. According to expression $-\text{Im}\Sigma^{*(1)}(\mathbf{k}) = \hbar/(2\tau)$, the magnon lifetime is discussed.

Keywords : magnon-phonon interaction , magnon damping , ferromagnet , magnon lifetime

PACC : 7136 , 7650 , 7255

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No.59471020) and the Doctorate Foundation of University of China (Grant No.98014513).

[†]E-mail : ctm701212@126.com