

有限温度下光频支声子-磁振子相互作用 对磁振子寿命的影响*

成泰民^{1)†} 罗宏超³⁾ 李 林⁴⁾

1) 沈阳化工学院数理系, 沈阳 110142)

2) 沈阳化工学院材料科学与工程学院, 沈阳 110142)

3) 沈阳航空工业学院理学系, 沈阳 110136)

4) 东北大学理学院, 沈阳 110004)

(2008 年 1 月 31 日收到, 2008 年 3 月 29 日收到修改稿)

在二维复式正方 Heisenberg 铁磁系统的基础上建立了磁振子-声子相互作用模型. 利用松原格林函数理论研究了系统的磁振子寿命, 计算了布里渊区的主要对称点线上的磁振子衰减的变化曲线, 比较了磁性离子的与非磁性离子的光频支声子对磁振子衰减的影响以及各项参数的变化和温度对磁振子衰减的影响. 发现光频支声子-磁振子耦合对磁振子衰减起主要作用, 尤其是纵向光频支声子对磁振子衰减起更大的作用, 并且非磁性离子的光频支声子对磁振子衰减的作用比磁性离子的光频支声子对磁振子衰减的作用更显著. 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: 光频支声子-磁振子相互作用, 磁振子衰减, 磁振子寿命, 绝缘复式正方铁磁体系统

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^[1-4]. 在钙钛矿结构化合物 $E_{0.7}F_{0.3}\text{MnO}_3$ (其中 E 代表稀土元素, F 代表碱土元素) 通过改变 E 元素和 F 元素可得到不同的状态^[1-7]. 通常以双交换 (double-exchange, DE) 模型为理论基础研究这类钙钛矿结构化合物^[8-11]. 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^[10-12]. 从近似的自旋波理论得到 DE 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. 但是由单一的 DE 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 和 Hwang 等人^[1, 2]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. 目前理论上没有真正利用复式晶格的光频支声子讨论过磁振子-声子相互作用下的绝缘铁磁体磁振子衰减. 一般都对纵向声频支声子取了长波近似^[4-6], 如对纵向声频支声子频率近似地取为 $\omega_q = v_q q$, 对磁振子能量近似地取为 $\epsilon_k = Dk^2$. 对更加重要的光频支声子只取为 $\hbar\omega_q = \text{const}$, 没有从理论上进行过系统的研究. 因此, 我们为了确认对于钙钛矿铁磁材料的非弹性中子散射实验所揭示的在低温下, 磁振子和光频支声子交叉时发现磁振子谱线的增宽与软化开始的现象^[1-4, 13]. 我们利用晶格动力学求声子能量与其对应的极化向量时, 都没有取长波近似, 并且利用自旋动力学求简谐磁振子能量时, 也没有取长波近似的情形下, 利用松原格林函数^[14]系统地研究了光频支声子在磁振子衰减中所起的作用. 并且讨论了在 Brillouin 区的主要对称点线上各项参数对磁振子衰减的影响.

* 国家自然科学基金(批准号: 10647138), 辽宁省和沈阳市科学技术计划项目(批准号: 2006222002 和 1062111), 辽宁省教育厅科学研究项目(批准号: 20060667)资助的课题.

† E-mail: ctm701212@126.com

2. 间接交换作用下 Heisenberg 铁磁系统的磁振子-声子耦合模型

间接交换作用下 Heisenberg 铁磁系统哈密顿量为

$$\hat{H}^{s+s-p} = - \sum_{i,j} \mathcal{K}(|\mathbf{R}_i - \mathbf{R}_j|) \hat{S}_i \cdot \hat{S}_j. \quad (1)$$

根据 Anderson^[15] 间接交换理论, $\mathcal{K}(|\mathbf{R}_j - \mathbf{R}_i|)$ 可看成磁性离子之间的相互作用是通过磁性离子与非磁性离子之间的耦合而产生的. 因为磁性离子跳过非磁性离子与另一磁性离子相互作用, 磁性离子之间无电子云的重叠, 它们是通过磁性离子与非磁性离子的电子云重叠而相互作用的^[4,11]. 对于亚锰酸盐钙钛矿类型的铁磁体中的磁性离子之间耦合键角^[1,2]一般取为 180° . $\mathcal{K}(|\mathbf{R}_j - \mathbf{R}_i|) = \beta V_{pd}^2 / \Delta$, 其中 V_{pd} 是磁性离子的 3d 轨道电子与非磁性离子 2p 轨道电子的重叠积分^[8], β 表示数字因子 $\sum_k f_k \cos(k_x a) / 4S^2$, $\Delta = |\epsilon_p - \epsilon_d|$ 是已占据的 2p 轨道与未占据 3d 轨道之间的能量差的绝对值.

$\beta V_{pd}^2(|\mathbf{R}_i - \mathbf{R}_j|) \Delta$ 与 $\beta V_{pd}^2(|\mathbf{R}_l - \mathbf{R}_j|) \Delta$ 各自相对于 $(\mathbf{R}_i^0 - \mathbf{R}_l^0)$ ($\mathbf{R}_l^0 - \mathbf{R}_j^0$) 作 Taylor 级数展开只取 $(\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_l)$ 的一级近似和 $(\mathbf{u}_l - \mathbf{u}_j)$ 的一级近似^[5]. 从而可得

$$\hat{H}^s = - \sum_{i,j} \mathcal{K}(|\mathbf{R}_i^0 - \mathbf{R}_j^0|) \hat{S}_i \cdot \hat{S}_j, \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \hat{H}^{s-p} = & 2\beta \frac{V_{pd}}{\Delta} \sum_{i,j,q,\sigma} \{ X_{q\sigma}^A \mathbf{e}_{q\sigma}^A \cdot \nabla V_{pd}(\mathbf{R}_i^0 - \mathbf{R}_j^0) e^{iq \cdot \mathbf{R}_i^0} \\ & - X_{q\sigma}^A \mathbf{e}_{q\sigma}^A \cdot \nabla V_{pd}(\mathbf{R}_l^0 - \mathbf{R}_j^0) e^{iq \cdot \mathbf{R}_j^0} \\ & - X_{q\sigma}^B \mathbf{e}_{q\sigma}^B \cdot [\nabla V_{pd}(\mathbf{R}_i^0 - \mathbf{R}_l^0) \\ & + \nabla V_{pd}(\mathbf{R}_l^0 - \mathbf{R}_j^0)] e^{iq \cdot \mathbf{R}_l^0} \} P_{q\sigma} \hat{S}_i \cdot \hat{S}_j, \quad (3) \end{aligned}$$

此复式晶格与晶格振动有关的哈密顿量及 \mathbf{u}_i 的表示式为

$$\hat{H}^p = \sum_{q\sigma} \left[p_\sigma^+(\mathbf{q}) p_\sigma(\mathbf{q}) + \frac{1}{2} \right] \hbar \omega_\sigma(\mathbf{q}), \quad (4)$$

$$\mathbf{u}_i(s) = \sum_{q,\sigma} X_{q\sigma}^s \mathbf{e}_{q\sigma}(s) \exp(i\mathbf{q} \cdot \mathbf{R}_i^0) P_{q\sigma}(\mathbf{q}), \quad (5)$$

式中 σ 表示不同的本征值.

$$X_{q\sigma}^s = \sqrt{\frac{\hbar}{2NM_s \omega_\sigma(\mathbf{q})}}, \quad (6)$$

$$P_{q\sigma}(\mathbf{q}) = p_\sigma^+(-\mathbf{q}) + p_\sigma(\mathbf{q}). \quad (7)$$

利用晶格动力学求了复式正方晶格的声子频率

$\omega_\sigma(\mathbf{q})$ 与对应的极化向量 $\mathbf{e}_{q\sigma}(s)$ ($s = A, B$ 其中 A 代表磁性离子, B 代表非磁性离子).

以 i 格点为中心只考虑最近邻格点形式表示, 则有

$$\begin{aligned} \hat{H}^{s-p} = & 2\beta \frac{V_{pd}}{\Delta} \sum_{i,\delta,q,\sigma} \{ X_{q\sigma}^A \mathbf{e}_{q\sigma}^A \cdot \nabla V_{pd}(\mathbf{R}_i^0 - \mathbf{R}_l^0) e^{iq \cdot \mathbf{R}_i^0} \\ & - X_{q\sigma}^A \mathbf{e}_{q\sigma}^A \cdot \nabla V_{pd}(\mathbf{R}_l^0 - \mathbf{R}_{i+\delta}^0) e^{iq \cdot \mathbf{R}_{i+\delta}^0} \\ & - X_{q\sigma}^B \mathbf{e}_{q\sigma}^B \cdot [\nabla V_{pd}(\mathbf{R}_i^0 - \mathbf{R}_l^0) \\ & + \nabla V_{pd}(\mathbf{R}_l^0 - \mathbf{R}_{i+\delta}^0)] e^{iq \cdot (\mathbf{R}_i^0 + \delta/2)} \} \\ & \times P_{q\sigma} \hat{S}_i \cdot \hat{S}_{i+\delta}. \quad (8) \end{aligned}$$

对自旋偏离算符作动量空间的傅里叶变换:

$$a_l = (1/N)^{1/2} \sum_k e^{ik \cdot \mathbf{R}_l^0} a_k,$$

$$a_l^+ = (1/N)^{1/2} \sum_k e^{-ik \cdot \mathbf{R}_l^0} a_k^+,$$

$$\delta_{l,l'} = (1/N)^{-1} \sum_l e^{(k-k') \cdot \mathbf{R}_l^0}$$

以及 $\hat{S}_l \cdot \hat{S}_{l'} = \hat{S}_l^z \hat{S}_{l'}^z + \frac{1}{2} (\hat{S}_l^+ \hat{S}_{l'}^- + \hat{S}_l^- \hat{S}_{l'}^+)$, DM 变换^[16,17]: $\hat{S}_l^+ = (2S)^{1/2} (1 - a_l^+ a_l) a_l$, $\hat{S}_l^- = (2S)^{1/2} a_l^+$, $\hat{S}_l^z = S - a_l^+ a_l$ 代入到 (2) (3) 式并只取自旋波算符的二次项分别可得

$$H^s = -J_0 NZS^2 + \sum_k E_{m0}(\mathbf{k}) a_k^+ a_k, \quad (9)$$

$$\hat{H}^{s-p} = \sum_{k,q,\sigma} [M_{kq\sigma}^A a_{k+q}^+ a_k + M_{kq\sigma}^B a_{k+q/2}^+ a_k] P_{q\sigma}, \quad (10)$$

(9) 式中, 对于二维复式正方铁磁晶格而言, 有

$$E_{m0}(\mathbf{k}) = 4J_0 S [2 - \cos(2k_x a) - \cos(2k_y a)], \quad (11)$$

(11) 式为没有取长波近似的简谐磁振子能量. (10) 式中

$$\begin{aligned} M_{kq\sigma}^A = & 2\beta S \frac{V_{pd}}{\Delta} \sum_{\delta} \{ X_{q\sigma}^A \mathbf{e}_{q\sigma}^A \cdot \nabla V_{pd}(\mathbf{R}_i^0 - \mathbf{R}_l^0) \\ & \times [e^{-i(k+q) \cdot \delta} + e^{ik \cdot \delta} - 1 - e^{-iq \cdot \delta}] \\ & - X_{q\sigma}^A \mathbf{e}_{q\sigma}^A \cdot \nabla V_{pd}(\mathbf{R}_l^0 - \mathbf{R}_{i+\delta}^0) \\ & \times [e^{-ik \cdot \delta} + e^{(k+q) \cdot \delta} - e^{iq \cdot \delta} - 1] \}, \quad (12) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} M_{kq\sigma}^B = & -2\beta S \frac{V_{pd}}{\Delta} \sum_{\delta} \{ X_{q\sigma}^B \mathbf{e}_{q\sigma}^B \cdot [\nabla V_{pd}(\mathbf{R}_i^0 - \mathbf{R}_l^0) \\ & + \nabla V_{pd}(\mathbf{R}_l^0 - \mathbf{R}_{i+\delta}^0)] \\ & \times [e^{-ik \cdot \delta} + e^{(k+q/2) \cdot \delta} - e^{(q/2) \cdot \delta} - 1] \}. \quad (13) \end{aligned}$$

因为磁性离子与非磁性离子都对磁振子-声子耦合有作用, 并且重叠积分 V_{pd} 的梯度可表示为

$$\nabla V_{pd}(\mathbf{R}_i^0 - \mathbf{R}_l^0) = \kappa_0 V_{pd} \hat{\delta}, \quad (14)$$

其中 κ_0 是 Slater 系数描述指数递减的函数, 它是

0.1 nm^{-1} 的数量级, $\hat{\delta} = (\mathbf{R}_i^0 - \mathbf{R}_l^0) / |\mathbf{R}_i^0 - \mathbf{R}_l^0|$. 将(14)式代入到(12)和(13)式,并且考虑正方复式晶格的对称性,并令磁性离子与非磁性离子平衡位置之间的距离为 a , 从而得

$$M_{k_{qz}}^A = -8i\beta\kappa_0 S \frac{V_{\text{pd}}^2}{\Delta} X_{qz}^A \{e_{qz}^A [\sin(2k_x a + 2q_x a) - \sin(2k_x a) - \sin(2q_x a)] + e_{qz}^A [\sin(2k_y a + q_y a) - \sin(2k_y a) - \sin(2q_y a)]\}, \quad (15)$$

$$M_{k_{qz}}^B = -8i\beta\kappa_0 S \frac{V_{\text{pd}}^2}{\Delta} X_{qz}^B \{e_{qz}^B [\sin(2k_x a + q_x a) - \sin(2k_x a) - \sin(q_x a)] + e_{qz}^B [\sin(2k_y a + q_y a) - \sin(2k_y a) - \sin(q_y a)]\}, \quad (16)$$

令

$$C_B = 8\beta\kappa_0 S \frac{V_{\text{pd}}^2}{\Delta} \left(\frac{\hbar}{2N\sqrt{fM_B}} \right)^{1/2}, \quad (17)$$

$$C_A = 8\beta\kappa_0 S \frac{V_{\text{pd}}^2}{\Delta} \left(\frac{\hbar}{2N\sqrt{fM_A}} \right)^{1/2}, \quad (18)$$

把(17)与(18)式代入到(15)与(16)式得

$$\begin{aligned} M_{k_{qz}}^A &= C_A \Phi_\sigma^A(\mathbf{k}, \mathbf{q}), \\ M_{k_{qz}}^B &= C_B \Phi_\sigma^B(\mathbf{k}, \mathbf{q}). \end{aligned} \quad (19)$$

式中

$$\begin{aligned} \Phi_\sigma^A(\mathbf{k}, \mathbf{q}) &= \frac{-i}{\sqrt{\psi_{p\sigma}(\mathbf{q})}} \{e_{qz}^A [\sin(2k_x a + 2q_x a) - \sin(2k_x a) - \sin(2q_x a)] \\ &+ e_{qz}^A [\sin(2k_y a + 2q_y a) - \sin(2k_y a) - \sin(2q_y a)]\}, \end{aligned} \quad (20)$$

$$\begin{aligned} \Phi_\sigma^B(\mathbf{k}, \mathbf{q}) &= \frac{-i}{\sqrt{\psi_{p\sigma}(\mathbf{q})}} \{e_{qz}^B [\sin(2k_x a + q_x a) - \sin(2k_x a) - \sin(q_x a)] \\ &+ e_{qz}^B [\sin(2k_y a + q_y a) - \sin(2k_y a) - \sin(q_y a)]\}. \end{aligned} \quad (21)$$

利用晶格动力学求得的二维正方复式晶格的声子频率与对应的极化向量如下:

$$\omega_s(\mathbf{q}) = \sqrt{f/M_A} \psi_{ps}(\mathbf{q}), \quad (22)$$

$$\begin{cases} \psi_{p1}(\mathbf{q}) = \{\eta + 1 - [\eta^2 + 1 + 2\eta\cos(2aq_x)]^{1/2}\}^{1/2}, \\ e_{q1} = \{\Delta_1 / \sqrt{\Delta_1^2 + 1} \hat{\rho}, 0, 0 / \sqrt{\Delta_1^2 + 1} \hat{\rho}\}, \end{cases} \quad (23)$$

$$\begin{cases} \psi_{p2}(\mathbf{q}) = \{\eta + 1 + [\eta^2 + 1 + 2\eta\cos(2aq_x)]^{1/2}\}^{1/2}, \\ e_{q2} = \{\Delta_2 / \sqrt{\Delta_2^2 + 1} \hat{\rho}, 0, 0 / \sqrt{\Delta_2^2 + 1} \hat{\rho}\}, \end{cases} \quad (24)$$

$$\begin{cases} \psi_{p3}(\mathbf{q}) = \{\eta + 1 - [\eta^2 + 1 + 2\eta\cos(2aq_y)]^{1/2}\}^{1/2}, \\ e_{q3} = \{0, \Delta_3 / \sqrt{\Delta_3^2 + 1} \hat{\rho}, 0, 0 / \sqrt{\Delta_3^2 + 1} \hat{\rho}\}, \end{cases} \quad (25)$$

$$\begin{cases} \psi_{p4}(\mathbf{q}) = \{\eta + 1 + [\eta^2 + 1 + 2\eta\cos(2aq_y)]^{1/2}\}^{1/2}, \\ e_{q4} = \{0, \Delta_4 / \sqrt{\Delta_4^2 + 1} \hat{\rho}, 0, 0 / \sqrt{\Delta_4^2 + 1} \hat{\rho}\}, \end{cases} \quad (26)$$

(22)–(26)式是没有取长波近似的声子频率及相应的极化向量,其中(24)和(26)式是光频支声子,(23)和(25)式是声频支声子.

式中

$$\eta = M_A / M_B, \quad (27)$$

$$\Delta_1 = \frac{\sqrt{\eta} - \sqrt{1/\eta} + \sqrt{\eta + 1/\eta + 2\cos(2aq_x)}}{2|\cos(aq_x)|},$$

$$\Delta_2 = \frac{\sqrt{\eta} - \sqrt{1/\eta} - \sqrt{\eta + 1/\eta + 2\cos(2aq_x)}}{2|\cos(aq_x)|},$$

$$\Delta_3 = \frac{\sqrt{\eta} - \sqrt{1/\eta} + \sqrt{\eta + 1/\eta + 2\cos(2aq_y)}}{2|\cos(aq_y)|},$$

$$\Delta_4 = \frac{\sqrt{\eta} - \sqrt{1/\eta} - \sqrt{\eta + 1/\eta + 2\cos(2aq_y)}}{2|\cos(aq_y)|}. \quad (28)$$

(22)–(26)式是晶格动力学矩阵的久期方程的本征值及本征矢量,并且对于本征矢量按 $e_{q\sigma} = \{e_{q\sigma}^x(A), e_{q\sigma}^y(A), e_{q\sigma}^x(B), e_{q\sigma}^y(B)\}$ 形式表示的,所以可求得极化向量 $e_{q\sigma}(s)$. 从而可以知道磁性离子或者非磁性离子的光频支声子及声频支声子的频率与极化向量,因为磁性离子与非磁性离子的光频支声子的频率或者声频支声子的频率是相同的,但是极化向量不同.

3. 磁振子衰减

对系统的哈密顿量,我们可以利用松原格林函数理论进行分析.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,还得考虑系统的磁有序^[4–7, 18–20].

利用 Matsubara 格林函数求得磁振子的一级正规自能^[19],然后利用 Dysons 方程求取至二阶微扰项的松原格林函数如下:

$$G^{(2)}(\mathbf{k}, i\epsilon_n) = \frac{1}{(G^0(\mathbf{k}, i\epsilon_n))^{-1} - \sum^{*(1)}(\mathbf{k}, i\epsilon_n)}. \quad (29)$$

对(29)式利用 $\text{change } G(\mathbf{k}, i\epsilon_n) = G_{\text{retarded}}(\mathbf{k}, E_m(\mathbf{k}))$

变换可求得磁振子的推迟热力学格林函数,然后利用 $\frac{1}{x \pm i0^+} = P\left(\frac{1}{x}\right) \mp i\pi\delta(x)$ 其中 P 表示积分主值)求其极点,并求极点的虚部:

$$-\text{Im} \sum^{*(1)}(\mathbf{k}) = \hbar/(2\tau), \quad (30)$$

其中 τ 是磁振子寿命式中,式中

$$\begin{aligned} & -\text{Im} \sum^{*(1)}(\mathbf{k}) \\ &= \frac{1}{4\pi} \iint dq_x dq_y \left\{ \sum_{\sigma} |M_{kq\sigma}^A|^2 [(N_B(E_{\rho\sigma}(\mathbf{q})) \right. \\ &+ N_B(E_m(\mathbf{k} + \mathbf{q})) + 1] \delta(E_m(\mathbf{k}) \\ &- E_{\rho\sigma}(\mathbf{q}) - E_m(\mathbf{k} + \mathbf{q})) \\ &- \delta(E_m(\mathbf{k}) + E_{\rho\sigma}(\mathbf{q}) + E_m(\mathbf{k} + \mathbf{q}))] \\ &+ (N_B(E_{\rho\sigma}(\mathbf{q})) - N_B(E_m(\mathbf{k} + \mathbf{q}))) \delta(E_m(\mathbf{k}) \\ &+ E_{\rho\sigma}(\mathbf{q}) - E_m(\mathbf{k} + \mathbf{q})) \\ &- \delta(E_m(\mathbf{k}) - E_{\rho\sigma}(\mathbf{q}) + E_m(\mathbf{k} + \mathbf{q}))] \\ &+ \sum_{\sigma} |M_{kq\sigma}^B|^2 [(N_B(E_{\rho\sigma}(\mathbf{q})) \\ &+ N_B(E_m(\mathbf{k} + \mathbf{q}/2)) + 1] \delta(E_m(\mathbf{k}) \\ &- E_{\rho\sigma}(\mathbf{q}) - E_m(\mathbf{k} + \mathbf{q}/2)) \\ &- \delta(E_m(\mathbf{k}) + E_{\rho\sigma}(\mathbf{q}) + E_m(\mathbf{k} + \mathbf{q}/2))] \\ &+ (N_B(E_{\rho\sigma}(\mathbf{q})) - N_B(E_m(\mathbf{k} + \mathbf{q}/2))) \delta(E_m(\mathbf{k}) \\ &+ E_{\rho\sigma}(\mathbf{q}) - E_m(\mathbf{k} + \mathbf{q}/2)) - \delta(E_m(\mathbf{k}) \\ &- E_{\rho\sigma}(\mathbf{q}) + E_m(\mathbf{k} + \mathbf{q}/2))] \}, \quad (31) \end{aligned}$$

为了数值计算上的方便,令

$$\alpha_1 = \frac{C_A}{4J_0 S \pi 2a}, \alpha_2 = \frac{\hbar \sqrt{f/M_A}}{4J_0 S}, \beta_1 = \frac{C_B}{4J_0 S \pi 2a},$$

$$T_m = \frac{4J_0 S}{k_B} \frac{C_B}{C_A} = \eta^{1/4} \frac{\beta_1}{\alpha_1} = \eta^{1/4}. \quad (32)$$

4. 数值计算结果与讨论

把(11)(15)-(28)(32)式代入到(31)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 $I = \int_a^b f(x) \delta[g(x)] dx = \sum_i f(x_i) |g'(x_i)|$ 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 $\delta[g(x)]$ 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 k 所对应的近似的 $-\text{Im} \sum^{*(1)}(\mathbf{k})$,近似程度取决于步长 Δq_y 的大小^[20].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^[1,2]: $a = 0.386 \text{ nm}$, $D = 2J_0 S a^2 = 1.65 \times 10^{-3} \text{ eV} \cdot \text{nm}^2$, $k_B = 8.617385(73) \times 10^{-5} \text{ eV} \cdot \text{K}^{-1}$ 从而得 $T_m = 257.02 \text{ K}$.参数 α_1, α_2, η 以及温度 T 的变化下的磁振子衰减 $-\text{Im} \sum^{*(1)}(\mathbf{k})$ 的数值算结果.

图1与图2说明,在第一布里渊区(BZ)的主要对称点线(Σ 线(包括 Γ, M), Δ 线(包括 Γ, X))上,非磁性离子 O^{2-} 比磁性离子 Mn^{4+} 或者 Mn^{3+} 对磁振子衰减的作用更大.磁振子衰减源于磁性离子与非磁性离子的光频支声子.但是非磁性离子的光频支声子对磁振子衰减作用比磁性离子的光频支声子对磁振子衰减作用更大.这是因为与间接交换作用有关的磁性离子和非磁性离子的重叠积分 V_{pd} 与磁性离子和非磁性离子之间的相对距离有关.因此,磁性离子与非磁性离子同向运动引起的声频支声子对重

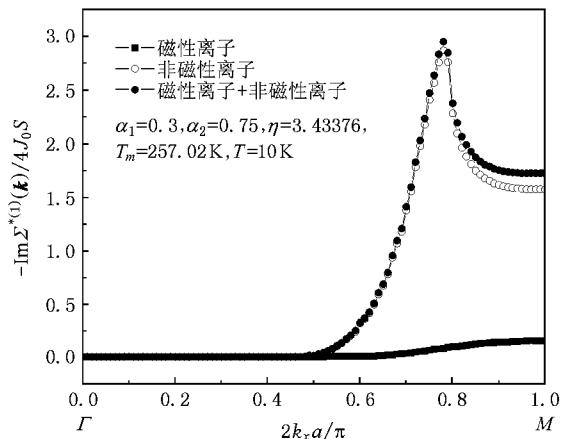


图1 在 Σ 线上,磁性离子 Mn^{4+} 或者 Mn^{3+} ,非磁性离子 O^{2-} 以及共同的作用对磁振子衰减的影响

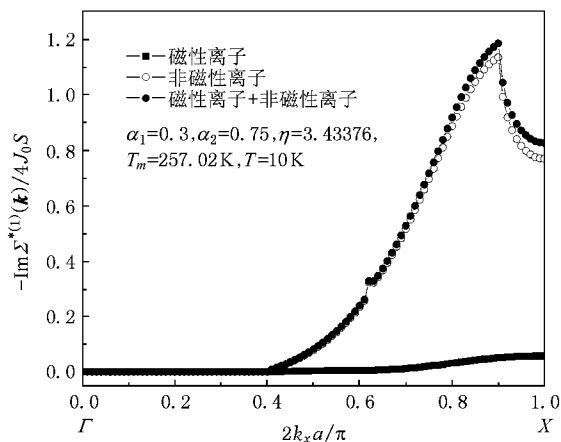


图2 在 Δ 线上,磁性离子 Mn^{4+} 或者 Mn^{3+} ,非磁性离子 O^{2-} 以及共同的作用对磁振子衰减的影响

叠积分 V_{pd} 的影响较小,但是磁性离子与非磁性离子相对反向运动引起的光频支声子对重叠积分 V_{pd} 的影响很大,并占主导地位.并且非磁性离子 O^{2-} 比磁性离子 Mn^{4+} 或者 Mn^{3+} 轻得多,所以易动.因此,非磁性离子对磁性离子与非磁性离子之间的相对距离起主要作用,重叠积分 V_{pd} 变化主要取决于非磁性离子.所以非磁性离子的光频支声子对磁振子衰减作用比磁性离子的光频支声子对磁振子衰减作用更大.

从 (30) 式可知磁振子寿命与磁振子衰减成反比,并且磁振子线宽随磁振子衰减的增大而增大.从而可以定性判断磁性系统的磁振子寿命及磁振子线宽的变化情况.即非磁性离子的光频支声子对磁振子寿命及磁振子线宽的作用比磁性离子的光频支声子对磁振子寿命及磁振子线宽的作用更大.

图 3 与图 4 说明,在第一布里渊区的主要对称

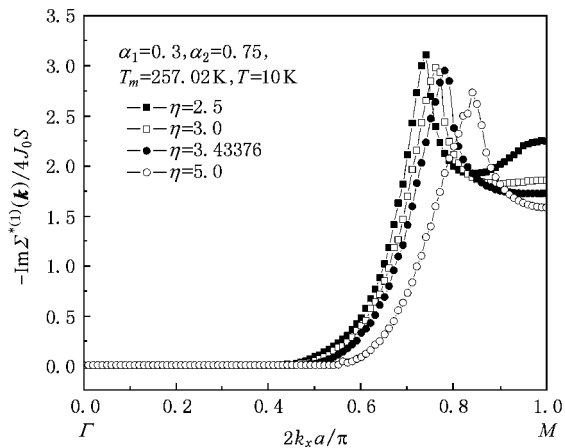


图 3 在 Σ 线上, η 取不同值时对应的磁振子衰减

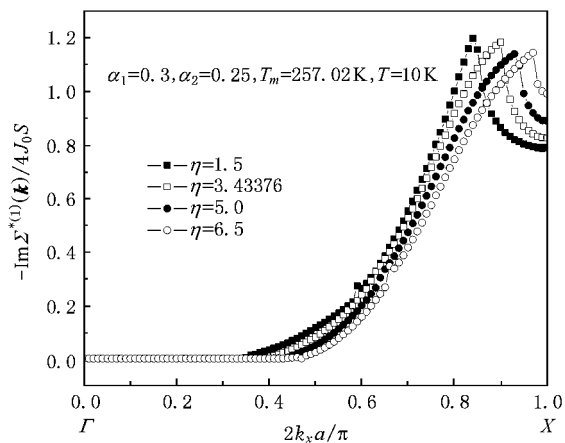


图 4 在 Δ 线上, η 取不同值时对应的磁振子衰减

点线 (Σ 线, Δ 线)上,随参量 η 的减小,磁振子衰减越大,磁振子寿命越短.从 (27) 式可知,磁性离子与非磁性离子的质量比值越小,磁振子衰减越大,其寿命越短.并且磁振子衰减的峰值随磁性离子与非磁性离子的质量比值增大向 BZ 边界移动.

图 5 与图 6 说明,在第一布里渊区的主要对称点线 (Σ 线, Δ 线)上,随参量 α_1 增大,磁振子衰减越大,磁振子寿命越短.从 (32) 式可知,光频支声子-磁振子耦合越大,磁振子衰减越大,磁振子寿命越短.

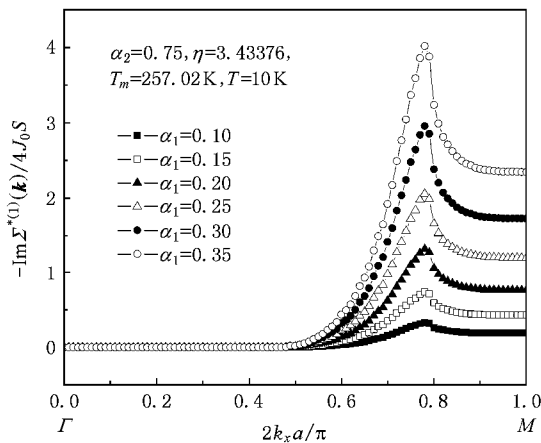


图 5 在 Σ 线上, α_1 取不同值时对应的磁振子衰减

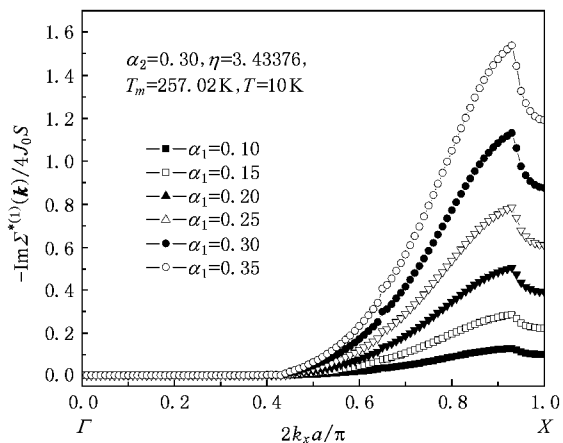


图 6 在 Δ 线上, α_1 取不同值时对应的磁振子衰减

图 7 与图 8 说明,在第一布里渊区的主要对称点线 (Σ 线, Δ 线)上,随参量 α_2 减小,磁振子衰减越大,磁振子寿命越短.从 (32) 式可知, $\alpha_2 \propto \Theta_D$ (其中 Θ_D 是材料的德拜 (Debye) 温度),所以,材料的 Debye 温度越低,磁振子衰减越大,磁振子寿命越短.并且磁振子衰减的峰值随材料的 Debye 温度增

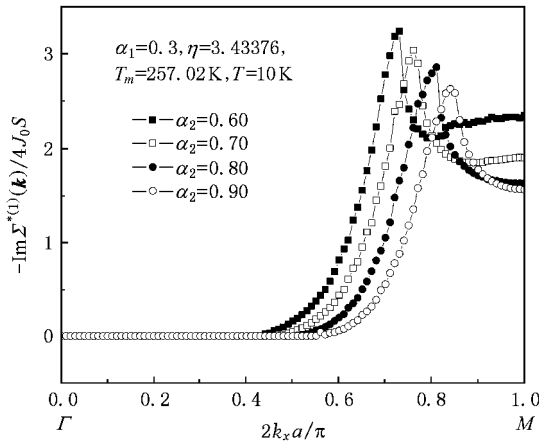


图 7 在 Σ 线上 α_2 取不同值时对应的磁振子衰减

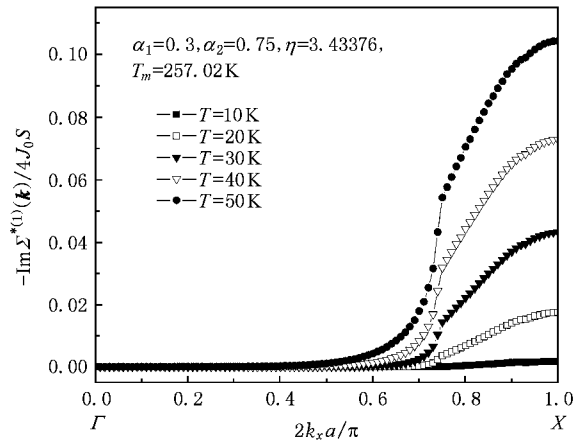


图 10 在 Δ 线上 α_2 取不同温度下的对应的磁振子衰减

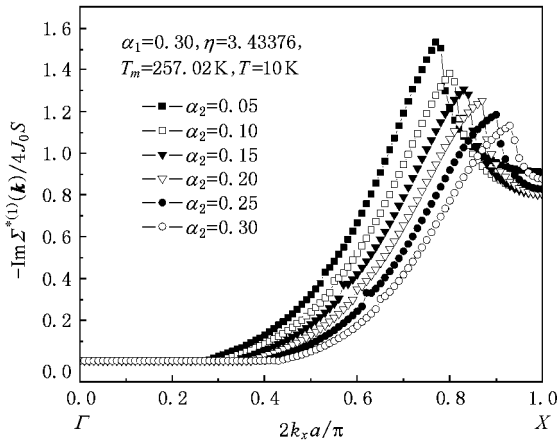


图 8 在 Δ 线上 α_2 取不同值时对应的磁振子衰减

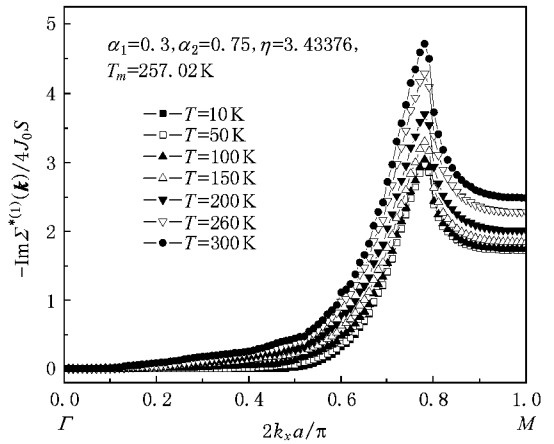


图 11 在 Σ 线上 α_2 取不同温度下的对应的磁振子衰减

高向 BZ 边界移动.

图 9—12 说明,在第一布里渊区的主要对称点线(Σ 线, Δ 线)上,随温度的升高,磁振子衰减越大,磁振子寿命越短.图 9 与图 10 对比可知,在 Σ

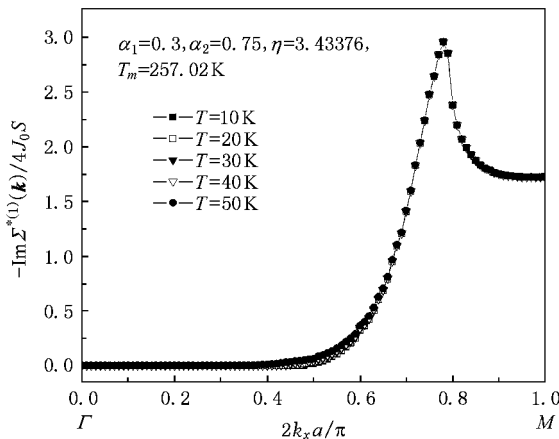


图 9 在 Σ 线上 α_2 取不同温度下的对应的磁振子衰减

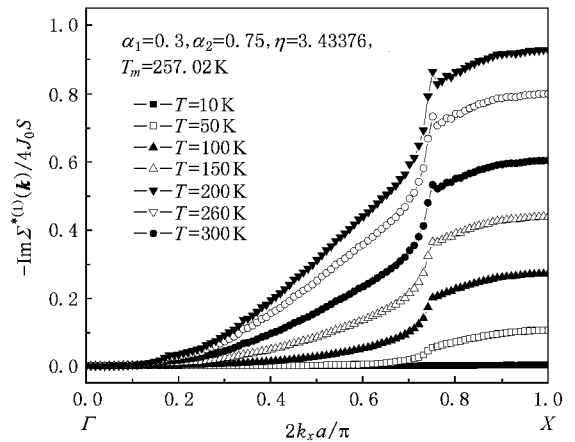


图 12 在 Δ 线上 α_2 取不同温度下的对应的磁振子衰减

线上低温下,不同的温度 T 的磁振子衰减曲线几乎重合在一起,这说明在 Σ 线上低温下温度 T 对磁振子衰减的影响不大.但是在 Δ 线以及 X 点附近,随温度 T 升高,磁振子衰减随波矢的变化曲线分开的非常明显.这说明在 Δ 线上磁振子衰减受温度 T 的

影响非常大.这是因为在 Δ 线上,起作用的 $\omega_2(q)$ 光频支声子是纵向光频支声子之故.在 X 点附近 $\omega_2(q)$ 光频支声子也近似认为纵向光频支声子.这说明纵向光频支声子-磁振子的耦合对磁振子衰减起更大的作用.这一结果与文献 [1, 2] 的实验结果较符合.根据文献 [1, 2, 5, 20] 所得出的结论纵向声子比横向声子对磁振子衰减起更大的作用相结合,我们得出如下结论:纵向光频支声子-磁振子的耦合对磁振子衰减起更大的作用.即纵向光频支声子对磁振子寿命起更大的作用.

从图 1—12 可知,第一布里渊区的主要对称点线 (Σ 线, Δ 线) 上,随波矢 k 的增加磁振子衰减越大.在 BZ 边界附近达到最大值,随后又随波矢 k 的增加又减小.小波矢区磁振子衰减非常小,说明磁振子寿命在小波矢区很长, BZ 边界附近磁振子寿命短.

图 13 表示,第一布里渊区的对称点 M 和 X 点上 $\alpha_1 = 0.3$, $\alpha_2 = 0.75$, $\eta = 3.43376$, $T_m = 257.02$ K 时,磁振子衰减随温度 T 变化的曲线图.其中图 13(a) 表示在 X 点上的磁振子衰减随温度 T 变化,图 13(b) 表示在 M 点上的磁振子衰减随温度 T 变化,图 13(c) 在 M 点和 X 点上,某一温度 T 下磁振子衰减与绝对零温 $T = 0$ K 下磁振子衰减之差随温度 T 的变化(即 $(-\text{Im}\Sigma^{*(1)}(k))_T - (-\text{Im}\Sigma^{*(1)}(k))_{T=0\text{K}}$ 随温度 T 的变化).从图 13 的可知,虽然

在 Σ 线上的 M 点的磁振子衰减比在 Δ 线上的 X 点的磁振子衰减大,但是从图 13(c) 可知在温度 T 低于 100 K 的低温下,在 M 点的磁振子衰减随温度 T 的变化非常小,但是在 X 点的磁振子衰减随温度 T 的变化非常明显.从而再次说明纵向光频支声子-磁振子的耦合对磁振子衰减起更大的作用.即纵向光频支声子对磁振子寿命起更大的作用.

图 14 表示,在 Σ 线上的 $2q_x a = 0.78\pi$ 点和在 Δ 线上的 $2q_x a = 0.78\pi$ 点上, $\alpha_1 = 0.3$, $\alpha_2 = 0.75$, $\eta = 3.43376$, $T_m = 257.02$ K 时,磁振子衰减随温度 T 变化的曲线图.其中图 14(a) 表示在 Δ 线上的 $2q_x a = 0.78\pi$ 点上的磁振子衰减随温度 T 变化,图 14(b) 表示在 Σ 线上的 $2q_x a = 0.78\pi$ 点(磁振子衰减峰值位置)上的磁振子衰减随温度 T 变化,图 14(c) 表示在 Σ 线上的 $2q_x a = 0.78\pi$ 点和在 Δ 线上的 $2q_x a = 0.78\pi$ 点上,某一温度 T 下磁振子衰减与绝对零温 $T = 0$ K 下磁振子衰减之差随温度 T 的变化(即 $(-\text{Im}\Sigma^{*(1)}(k))_T - (-\text{Im}\Sigma^{*(1)}(k))_{T=0\text{K}}$ 随温度 T 的变化).从图 14 的可知,在低温范围 $T < 158.3$ K,在 Δ 线上的 $2q_x a = 0.78\pi$ 点上磁振子衰减随温度 T 的变化比在 Σ 线上的 $2q_x a = 0.78\pi$ 点上磁振子衰减随温度 T 的变化大,这又是因为在 Δ 线上,起作用的 $\omega_2(q)$ 光频支声子是纵向光频支声子之故.因此,这又说明低温下纵向光频支声子-磁振子的耦合对

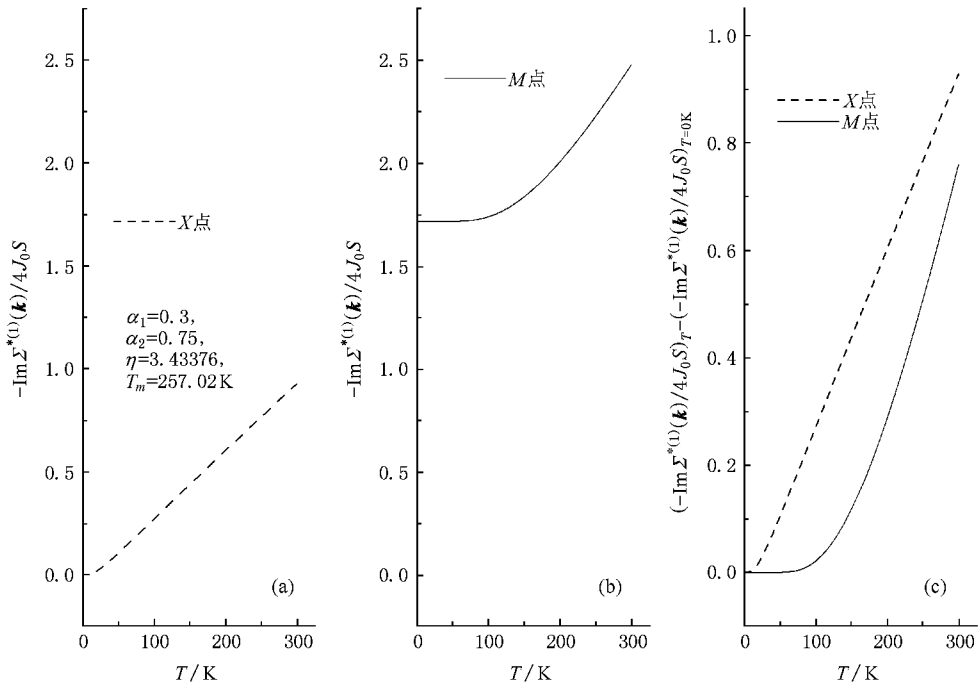


图 13 在 M 点与 X 点上,随温度的变化的磁振子衰减和磁振子衰减相对于零温时磁振子衰减的差值

磁振子衰减起更大的作用. 即纵向光频支声子对磁振子寿命起更大的作用.

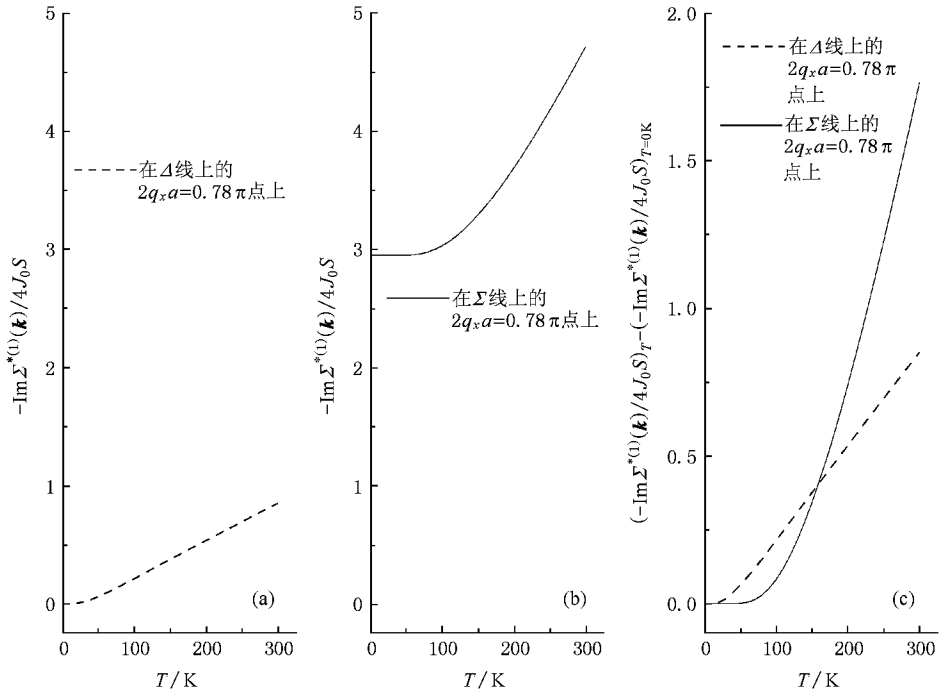


图 14 在 Σ 线上的 $2q_x a = 0.78\pi$ 点与在 Δ 线上的 $2q_x a = 0.78\pi$ 点上, 随温度的变化的磁振子衰减和磁振子衰减相对于零温时磁振子衰减的差值

5. 结 论

1. 光频支声子-磁振子耦合对磁振子衰减及磁振子寿命起主要作用. 纵向光频支声子对磁振子衰减及磁振子寿命起更大的作用.

2. 非磁性离子的光频支声子对磁振子衰减及磁振子寿命的作用比磁性离子的光频支声子对磁振子衰减及磁振子寿命的作用更大.

3. 在第一布里渊区的主要对称点线上, 随波矢 k 的增加磁振子衰减越大, 磁振子寿命越短. 而且在 BZ 边界附近, 磁振子衰减很大, 其寿命很短.

4. 光频支声子-磁振子耦合越强, 材料的 Debye 温度 Θ_D 越低, 磁性离子与非磁性离子的质量比越小, 磁振子衰减越大, 其寿命越短.

5. 在铁磁相变居里温度 T_C 以下, 随温度的升高磁振子衰减越大, 其寿命越短.

[1] Dai P C, Hwang H Y, Fernandez-Baca J A, Cheong S W, Kloc C, Tomioka Y, Tokura Y 2000 *Phys. Rev. B* **61** 9553

[2] Hwang H Y, Dai P, Cheong S W, Aeppli G, Tennant D A, Mook H A 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 1316

[3] SaLamon M B, Jaime M 2001 *Rev. Mod. Phys.* **73** 583

[4] Solovyev I V, Terakura K 1999 *Phys. Rev. B* **62** 2959

[5] Woods L M 2001 *Phys. Rev. B* **65** 014409

[6] Saenger D U 1995 *Phys. Rev. B* **52** 1025

[7] Saenger D U 1994 *Phys. Rev. B* **49** 12176

[8] Anderson P W, Hasegawa H 1955 *Phys. Rev.* **100** 675

[9] Mahadevan P, Solovyev I V, Terakura K 1999 *Phys. Rev. B* **60** 11439

[10] Saitoh T, Bocquet A E, Mizokawa T, Namatame H, Fujimori A, Abbate M, Takeda Y, Takano M 1995 *Phys. Rev. B* **51** 13942

[11] Zenner C 1951 *Phys. Rev.* **82** 403

[12] Furukawa N 1996 *J. Phys. Soc. Jpn.* **65** 1174

[13] Dai P, Zhang J D, Mook H A, Liou S H, Dowben P A, Plummer E W 1996 *Phys. Rev. B* **54** R3694

[14] Mahan G D 1981 *Many-Particle Physics* (New York: Plenum Press)

[15] Anderson P W 1950 *Phys. Rev.* **79** 350

[16] Dyson F J 1956 *Phys. Rev.* **102** 1217

[17] Maleev S V 1957 *Zh. Eksp. Theor. Fiz.* **30** 1010

Maleev S V 1958 *Sov. Phys. JETP* **64** 654

[18] Bayrakci S P, Keller T, Habicht K, Keimer B 2006 *Science*

312 1926

55 2941]

[19] Cheng T M , Xian Y Z , Gang T C 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 2941
(in Chinese) [成泰民、鲜于泽、铁臣 2006 物理学报

[20] Cheng T M , Xian Y Z , Du A 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 5314 (in
Chinese) [成泰民、鲜于泽、杜安 2005 物理学报 **54** 5314]

Effect of optical phonon-magnon interaction on the magnon life-time at finite temperature ^{*}

Cheng Tai-Min^{1)†} Luo Hong-Chao³⁾ Li Lin⁴⁾

1) *Department of Mathematics and Physics , Shenyang Institute of Chemical Technology , Shenyang 110142 , China)*

2) *School of Materials Science and Engineering , Shenyang Institute of Chemical Technology , Shenyang 110142 , China)*

3) *Department of Science ; Shenyang Institute of Aeronautical Engineering , Shenyang 110136 , China)*

4) *Department of Physics , Northeastern University , Shenyang 110004 , China)*

(Received 31 January 2008 ; revised manuscript received 29 March 2008)

Abstract

A magnon-phonon interaction model is set up in a two-dimensional ferromagnetic double square-lattice system. By using the Matsubara Green function theory we have studied the magnon life-time of the system , calculated the magnon damping curves on the main symmetric line in the Brillouin zone , compared the influences of magnetic ion optical-mode phonon and non-magnetic ion optical-mode phonon on the magnon damping of the system , and discussed the influences of the parameter variations and temperature on the magnon damping. The results show that the coupling of the optical-mode phonon and magnon plays the main role in the magnon damping , especially , the longitudinal optical-mode phonon contributes the most for the magnon damping. It is also found that the effect of the nonmagnetic ion on magnon damping is more significant than that of the magnetic ion. According to the expression $-\text{Im}\Sigma^{*(1)}(\mathbf{k}) = \hbar/(2\tau)$, the magnon life-time is discussed.

Keywords : optical mode phonon-magnon interaction , magnon damping , magnon life-time , insulating double square-lattice ferromagnetic system

PACC : 7136 , 7650 , 7255

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10647138) , the Natural Science Foundation of Liaoning Province and Shenyang City , China (Grants Nos. 2006222002 and 1062111) , and the Scientific Research Foundation of the Educational Bureau of Liaoning Province , China (Grant No. 20060667) .

[†] E-mail : ctm701212@126.com