巡游电子系统中电子-声子相互作用对磁性激发的影响

余超凡[1)]　陈　斌[2)]　何国柱[1)]

1) 南开大学物理系，天津　300071

2) 南开大学数学研究所，理论物理室，天津　300071

1993 年 5 月 31 日收到

从 Peierls-Hubbard 哈密顿量出发，讨论了电子-声子相互作用对巡游电子系统磁性激发的影响。结果表明，电子-声子相互作用，不仅改变了 $X^{-+}(q,\omega)$ 的动力学特性，而且在系统能带结构中，使两个自旋子带分裂减小，从而更有利于电子-空穴对的个别激发；另一方面，电-声子相互作用导致自旋波激发出现能隙.

PACC: 7510; 7510N

一、引　言

Hubbard 模型自提出以来，已被广泛应用于电子关联效应的描述，特别是 Hubbard-Mott 相变和窄带电子强关联的局域态问题，以及强关联效应对窄带半导体和某些过渡金属化合物的电性质和磁性质的影响[1]. 而近年来，与强关联电子体系有关的高 T_c 超导电性问题的出现，人们在 Hubbard 模型的磁性质和电性质方面进行了广泛的理论研究[2-6]. 与此同时，考虑电子-声子相互作用对新的超导体高 T_c 相变机制的影响仍在讨论[7-9]. 特别是人们发现，Jahn-Teller 效应和 Peierls 相变增加电子-声子耦合[7]. 当能带接近半满时，吸呼模仍对费密面的电子能级有最大的影响，也就是说有最强烈的电子-声子耦合[10]. 尽管，普遍认为电子-声子相互作用不是高 T_c 的超导机制，但电子-声子相互作用总是存在的，并且在强关联电子系统中可能还会有较强的作用[11-15].

另一方面，一些作者应用格林函数方法在 Hubbard 模型基础上研究了电子-声子相互作用的静态特性和动力学特性[16-18]. Marsch 在考虑了电子-声子相互作用的情况下，讨论了反铁磁性与超导电性的共存问题[8].

最近，Hirsch 应用 Monte-Carlo 模拟研究了电子-声子相互作用对同位电子库仑关联效应[11]，他指出，由于同位排斥感生的反铁磁单态较之非关联电子来讲更强烈地与晶格振动耦合，并且认为同位排斥通过格位之间跳跃的调制而增加电子-声子相互作用. 用电荷涨落机制来说，若同位排斥不存在，自旋相反的两个电子在两个格位上独立跳跃；而当同位排斥存在时，则跳跃变成相干的，此时相干跳跃过程更强烈与跳跃的调制发生耦合. 我们认为 Hirsch 这个 Monte-Carlo 模拟结论非常重要，而在以往应用 Hubbard

模型讨论强关联电子系统的电性质和磁性质时都被忽略了。

在本文中，我们着重考虑电子-声子相互作用对巡游电子系统磁性激发的影响，在第二节中我们给出了所讨论问题的理论描述，第三节中给出了磁化率，Stoner 激发和自旋激发的结果，最后给出了主要结论。

二、理 论 描 述

为了计及电子-声子相互作用，在 T. B. A.（紧带近似）近似下，我们将系统的哈密顿量写成如下形式[11]:

$$H = \sum_i \frac{P_i^2}{2M} + \frac{K}{2}\sum_{ij}(\mu_i - \mu_j)^2 - \sum_{\langle ij\rangle\sigma} t_{ij}(C_{i\sigma}^+ C_{j\sigma} + \text{h.c.}) + U\sum_i n_{i\uparrow}n_{i\downarrow}. \tag{1}$$

式中M是离子质量，μ_i为格点i的离子位移，$C_{i\sigma}^+$与$C_{i\sigma}$分别代表格位i上自旋为σ的电子的产生和消灭算符，K为劲度系数，而t_{ij}代表相邻格位(ij)的电子跳跃矩阵元，它们与位移$\mu_i - \mu_j$有关:

$$t_{ij} = t - \alpha_0(\mu_i - \mu_j). \tag{2}$$

在电荷涨落的图象中，若$U = 0$，两个自旋相反的电子在格位上只是独立跳跃，但是当存在同位库仑关联时，自旋相反两个电子在相邻格位上的跳跃变成相干跳跃，这时相干跳跃过程更为强烈与跳跃t_{ij}的调制发生耦合，因此同位库仑关联可以通过格位间跳跃的调制而增加电子-声子相互作用，此时电子-声子相互作用可以考虑为[11]

$$H' = \alpha\sum_{\langle i,j\rangle\sigma}(C_{i,\sigma}^+ C_{j,\sigma} + \text{h.c.})(\mu_i - \mu_j). \tag{3}$$

其中α与α_0不同，它是一个考虑了相干电子跳跃而有了新的修正的耦合常数，而H'代表相干跳跃电子-声子相互作用。为了讨论磁性激发，我们先讨论电子-声子相互作用H'所导致的电子-电子有效相互作用。

考虑二阶微扰后，找出了我们感兴趣的电子-空穴激发信息。只考虑两近邻格位跳跃近似，令$|m\rangle$与$|n\rangle$分别代表基态流形2^N个态中的两个态（其中不考虑成对态），$|\mu\rangle$代表电子-空穴激发态，则二阶矩阵元为

$$\sum_\mu \frac{\langle n|\sum_{kl\sigma}\alpha(\mu_l-\mu_k)C_{l,\sigma'}^+C_{k,\sigma'}|\mu\rangle\langle\mu|\sum_{ij\sigma}\alpha(\mu_i-\mu_j)C_{j,\sigma}^+C_{i,\sigma}|m\rangle}{-\frac{1}{2}K(\mu_i-\mu_j)^2}. \tag{4}$$

显然，非零矩阵元要求$k = j$，$l = i$，$\sigma' = \pm\sigma$，因而得到下列的电子-电子间有效相互作用:

$$V_{\text{eff}} = -\frac{2\alpha^2}{K}\sum_{\langle ij\rangle\sigma} C_{i,-\sigma}^+ C_{j,-\sigma} c_{j,\sigma}^+ c_{i,\sigma} + \frac{2\alpha^2}{K}\sum_{\langle ij\rangle\sigma} n_{i,\sigma}n_{j,\sigma}, \tag{5}$$

再变换到动量空间，因而我们考虑了相干跳跃电子-声子相互作用后，得到了巡游电子系

统有效哈密顿量如下:

$$\widetilde{H} = H_0 + H_{10} + H_{20}, \tag{6}$$

$$H_0 = \sum_{k\sigma} \varepsilon(k) c_{k,\sigma}^{+} c_{k,\sigma} + \frac{U}{N} \sum_{qkk'} c_{k,+q\uparrow}^{+} c_{k',-q\downarrow}^{+} c_{k'\downarrow} c_{k\uparrow}, \tag{7}$$

$$H_{10} = -\frac{2Z\alpha^2}{NK} \sum_{kk'q} \gamma_q [c_{k,+q\uparrow}^{+} c_{k',-q\uparrow}^{+} c_{k\uparrow} c_{k'\uparrow} + c_{k,+q\downarrow}^{+} c_{k',-q\downarrow}^{+} c_{k\downarrow} c_{k'\downarrow}], \tag{8}$$

$$H_{20} = -\frac{2Z\alpha^2}{NK} \sum_{kk'q} \gamma_q [c_{k,+q\uparrow}^{+} c_{k',-q\downarrow}^{+} c_{k\downarrow} c_{k'\uparrow} - c_{k,+q\downarrow}^{+} c_{k',-q\uparrow}^{+} c_{k'\downarrow} c_{k\uparrow}]. \tag{9}$$

其中

$$\gamma_q = \frac{1}{Z} \sum_{\delta} e^{iq\cdot\delta}. \tag{10}$$

这里Z为配位数. 为了讨论动态磁化率和磁性激发,我们首先考虑格林函数

$$\langle\langle c_{k,+q\downarrow}^{+} c_{k\uparrow} | \hat{S}^{+}(-q) \rangle\rangle_{\omega} \tag{11}$$

的运动方程,其中

$$\hat{S}^{+}(-q) = \sum_{k} c_{k,-q\uparrow}^{+} c_{k\downarrow},\ \hat{S}^{-}(q) = \sum_{k} c_{k,+q\downarrow}^{+} c_{k\uparrow}. \tag{12}$$

应用双时格林函数的运动方程:

$$\omega\langle\langle A|B\rangle\rangle_{\omega} = \langle [A,B] \rangle + \langle\langle [\widetilde{H},A] | B\rangle\rangle_{\omega}$$

代入哈密顿量(6)式, 在 R. P. A. (无规相近似)下,我们得到格林函数(11)式的运动方程:

$$\left[\omega - \omega_{k,q} - (\langle n_{\uparrow}\rangle - \langle n_{\downarrow}\rangle)\left(U - \frac{4Z\alpha^2}{K}\right) - \frac{4Z\alpha^2}{NK} \sum_{q_1} \gamma_{q_1} (\langle n_{k,+q_1}\rangle - \langle n_{k,+q,+q_1}\rangle)\right]$$
$$\times \langle\langle c_{k,+q\downarrow}^{+} c_{k\uparrow} | \hat{S}^{+}(-q)\rangle\rangle_{\omega}$$
$$= (\langle n_{k,+q\downarrow}\rangle - \langle n_{k\uparrow}\rangle)\left[1 + \left(\frac{U}{N} - \frac{4Z\alpha^2}{NK}\gamma_q\right)\langle\langle \hat{S}^{-}(q) | \hat{S}^{+}(-q)\rangle\rangle_{\omega}\right]. \tag{13}$$

其中

$$\omega_{k,q} = \varepsilon_{k,+q} - \varepsilon_{k}\ . \tag{14}$$

由此我们求得近似解为

$$\langle\langle c_{k,+q\downarrow}^{+} c_{k\uparrow} | \hat{S}^{+}(-q)\rangle\rangle_{\omega} = \sum_{k} \frac{f(E_{k,+q\downarrow}) - f(E_{k\uparrow})}{\omega - \omega_{k,q} - m\widetilde{U} - L(k,q)}$$
$$\times \left\{1 + \left(\frac{U}{N} - \frac{4Z\alpha^2}{NK}\gamma_q\right)\langle\langle \hat{S}^{-}(q) | \hat{S}^{+}(-q)\rangle\rangle_{\omega}\right\}. \tag{15}$$

此处我们取 H.F.A. (平均场近似)结果为

$$\langle n_{k\sigma}\rangle = f(E_{k\sigma}), \tag{16}$$

$$E_{k,\sigma} = \varepsilon_k + \left(U - \frac{4Z\alpha^2}{K}\right)\langle n_{-\sigma}\rangle - \frac{4Z\alpha^2}{NK} \sum_{q_1} \gamma_{q_1} \langle n_{k,+q_1}\rangle, \tag{17}$$

而

$$\widetilde{U} = U - \frac{4Z\alpha^2}{K}, \tag{18}$$

$$L(k,q) = \frac{4Z\alpha^2}{NK} \sum_{q_1} \gamma_{q_1} (\langle n_{k,+q_1}\rangle - \langle n_{k,+q,+q_1}\rangle), \tag{19}$$

$$m = \langle n_\uparrow \rangle - \langle n_\downarrow \rangle.$$

从这里得到的结果有下列新特点：一方面 H_{10} 描述电子自旋同向往返相干跳跃过程，它导致 $U \to U - \frac{4Z\alpha^2}{K}$，对磁化 $\langle n_\uparrow \rangle - \langle n_\downarrow \rangle$ 产生影响；而 H_{20} 描述电子自旋倒向相干跳跃过程，是一种非对角跳跃矩阵元的贡献。它导致 $\langle\langle \hat{S}^-(q) | \hat{S}^+(-q) \rangle\rangle_\omega$ 的前面出现新的因子 $\left(\frac{U}{N} - \frac{4Z\alpha^2}{NK}\gamma_q\right)$，下面将会看到，$H_{20}$ 项对巡游电子系统的磁性激发产生重要影响，它是自旋激发谱出现能隙的主要原因，并且电子-声子相互作用使 $E_{k,\sigma}$ 减少 $\frac{4Z\alpha^2}{NK}\sum_{q_1}\gamma_{q_1}\langle n_{k,+q_1}\rangle$，可知 $\omega_{k,q}$ 减小量值

$$\frac{4Z\alpha^2}{NK}\sum_{q_1}\gamma_{q_1}(\langle n_{k,+q,+q_1}\rangle - \langle n_{k,+q_1}\rangle),$$

因而引起激发谱 ω 的结构发生变化。

三、横向动态磁化率、自旋激发谱

首先考虑动态磁化率，将(15)式对 k 求和，因此得出 FM（铁磁相）的 R. P. A. 动态磁化率的结果为

$$\chi^{-+}(q,\omega) = \langle\langle \hat{S}^-(q) | \hat{S}^+(-q) \rangle\rangle_\omega = \frac{\Gamma^{-+}(q,\omega)}{1 - \left(\frac{U}{N} - \frac{4Z\alpha^2}{NK}\gamma_q\right)\Gamma^{-+}(q,\omega)}. \tag{20}$$

其中

$$\Gamma^{-+}(q,\omega) = \sum_k \frac{f(E_{k,+q\downarrow}) - f(E_{k\uparrow})}{\omega - \omega_{k,q} - m\tilde{U} - L(k,q) + i\eta}. \tag{21}$$

而 $E_{k,+q\downarrow} - E_{k\uparrow} = \omega_{kq} + m\tilde{U} + L(k,q)$，

对于 PM（顺磁相），

$$\langle n_\uparrow \rangle = \langle n_\downarrow \rangle,\ E_{k+q\downarrow} - E_{k\uparrow} = E_{k+q} - E_k. \tag{22}$$

其中

$$E_k = \varepsilon_k - \frac{4Z\alpha^2}{KN}\sum_{q_1}\gamma_{q_1}\langle n_{k+q_1}\rangle. \tag{23}$$

这时

$$\mathrm{Re}\,\Gamma^{-+}(q=0,\omega=0) = \sum_k \left[-\frac{\partial f}{\partial E_k}\right] = 2\chi_p(T). \tag{24}$$

(24)式中 $\chi_p(T)$ 是自由电子气的泡里顺磁磁化率。当电子-声子相互作用不存在时，$\chi^{-+}(q,\omega)$ 的动态特性只由 $\Gamma^{-+}(q,\omega)$ 描述，但是，电子-声子相互作用存在时，$\frac{U}{N} \to \frac{U}{N} - \frac{4Z\alpha^2}{NK}\gamma_q$，特别是在电子-声子相互作用较强时，不但 $\Gamma^{-+}(q,\omega)$ 有较大改变，并且使 FM 相的横向动态磁化率有较大修正。

其次，我们再考虑元激发谱的特性。由于相互作用系统的元激发由格林函数

$\langle\langle \hat{S}^-(q)|\hat{S}^+(-q)\rangle\rangle_\omega$ 的极点决定，根据(20)式，决定这些极点的本征方程为

$$F(\omega)=\left(\frac{U}{N}-\frac{4Z\alpha^2}{NK}\gamma_q\right)\sum_k\frac{f(E_{k+q\downarrow})-f(E_{k\uparrow})}{\omega-\omega_{kq}-m\widetilde{U}-L(k,q)}=1. \qquad (25)$$

因而 $\Gamma^{-+}(q,\omega)$ 的极点为

$$\omega=(\varepsilon_{k+q}-\varepsilon_k)+\left(U-\frac{4Z\alpha^2}{K}\right)(\langle n_\uparrow\rangle-\langle n_\downarrow\rangle)$$

$$-\frac{4Z\alpha^2}{NK}\sum_{q_1}\gamma_{q_1}[\langle n_{k+q+q_1}\rangle-\langle n_{k+q_1}\rangle]. \qquad (26)$$

这时，当 $T\neq 0$ 时将产生从上自旋带向下自旋带的热激发，即下自旋带产生电子，而上自旋带产生空穴，这是一种改变自旋的电子-空穴对个别激发。在电子-声子相互作用比较强时，将会使上、下自旋子带的分裂显著减小，从而有利于增强电子-空穴对激发。在 Stoner 区内，$\mathrm{Im}\Gamma^{-+}(q,\omega)\neq 0$，而在此区域外，$\mathrm{Im}\Gamma^{-+}(q,\omega)=0$，说明存在电子-声子相互作用时，Stoner 激发仍是有阻尼的。

除了电子-空穴对个别激发外，在 Stoner 激发区外的低频端还存在一种十分重要的元激发，即集体自旋激发。下面着重讨论这一问题，应用关系式(长波近似)：

$$E_{k\pm q}-E_k\approx\pm(q\cdot\nabla)E_k+\frac{1}{2}(q\cdot\nabla)^2E_k, \qquad (27)$$

$$\langle n_{k\pm q+q_1}\rangle-\langle n_{k+q_1}\rangle\approx\pm(q\cdot\nabla)\langle n_{k+q_1}\rangle+\frac{1}{2}(q\cdot\nabla)^2\langle n_{k+q_1}\rangle. \qquad (28)$$

代入(25)式得

$$\begin{aligned}1=F(\omega)=&\frac{\widetilde{U}_q}{mU}\left(1+\frac{\omega}{mU}\right)\sum_k(f_{k\uparrow}-f_{k\downarrow})-\frac{\widetilde{U}_q}{m^2U^2}\sum_k(f_{k\uparrow}-f_{k\downarrow})(q\cdot\nabla)E_k\\&-\frac{\widetilde{U}_q}{2m^2U^2}\sum_k(f_{k\uparrow}-f_{k\downarrow})(q\cdot\nabla)^2E_k+\frac{\widetilde{U}_q}{m^3U^3}\sum_k(f_{k\uparrow}-f_{k\downarrow})(q\cdot\nabla E_k)^2\\&+\frac{\widetilde{U}_q}{m^2U^2}\left(\frac{4Z\alpha^2}{K}\right)\sum_k(f_{k\uparrow}-f_{k\downarrow})\sum_{q_1}\gamma_{q_1}(q\cdot\nabla)\langle n_{k+q_1}\rangle\\&+\frac{\widetilde{U}_q}{m^2U^2}\left(\frac{2Z\alpha^2}{K}\right)\sum_k(f_{k\uparrow}-f_{k\downarrow})\sum_{q_1}\gamma_{q_1}(q\cdot\nabla)^2\langle n_{k+q_1}\rangle\\&+\frac{\widetilde{U}_q}{m^3U^3}\left(\frac{4Z\alpha^2}{K}\right)\sum_k(f_{k\uparrow}-f_{k\downarrow})\sum_{q_1}\gamma_{q_1}^2(q\cdot\nabla\langle n_{k+q_1}\rangle)^2,\end{aligned} \qquad (29)$$

其中 $\widetilde{U}_q=\frac{U}{N}-\frac{4Z\alpha^2}{NK}\gamma_q$，考虑简立方晶格，长波近似下，$\gamma_q=1-\frac{1}{Z}a^2q^2$，因此

$$\widetilde{U}_q\doteq\frac{1}{N}\left[\left(U-\frac{4Z\alpha^2}{K}\right)+\frac{4\alpha^2a^2}{K}q^2\right]. \qquad (30)$$

再设 E_k 为球形等能面，最后从(29)和(30)式求得自旋集体激发谱为

$$\omega=\frac{4mZ\alpha^2}{K}\left(1+\frac{4Z\alpha^2}{UK}\right)\left(1-\frac{a^2}{Z}q^2\right)+\frac{q^2}{6NmU}\left(1+\frac{4Z\alpha^2}{UK}\right)\left(U-\frac{4Z\alpha^2}{K}\right)$$

$$
\begin{aligned}
&\times \sum_k (f_{k\uparrow} - f_{k\downarrow})\nabla^2 E_k - \frac{q^2}{3Nm^2U^2}\left(\frac{4Z\alpha^2}{UK} + 1\right)\left(U - \frac{4Z\alpha^2}{K}\right) \\
&\times \sum_k (f_{k\uparrow} - f_{k\downarrow})(\nabla E_k)^2 - \frac{q^2}{6NmU}\left(\frac{4Z\alpha^2}{K}\right)\left(1 + \frac{4Z\alpha^2}{UK}\right)\left(U - \frac{4Z\alpha^2}{K}\right) \\
&\times \sum_k (f_{k\uparrow} - f_{k\downarrow}) \sum_{q_1} \gamma_{q_1} \nabla^2 \langle n_{k+q_1} \rangle \\
&- \frac{q^2}{3Nm^2U}\left(\frac{4Z\alpha^2}{K}\right)\left(1 + \frac{4Z\alpha^2}{UK}\right)\left(U - \frac{4Z\alpha^2}{K}\right) \\
&\times \sum_k (f_{k\uparrow} - f_{k\downarrow}) \sum_{q_1} \gamma_{q_1} (\nabla \langle n_{k+q_1} \rangle)^2 \\
&+ \frac{16m\alpha^4a^4}{UK^2}\left(1 + \frac{8Z\alpha^2}{UK}\right)q^4 + \frac{\alpha^2a^2q^4}{NmU^2K}\left(\frac{4Z\alpha^2}{K}\right)\sum_k (f_{k\uparrow} + f_{k\downarrow})\nabla^2 E_k \\
&- \frac{4\alpha^2a^2q^4}{3Nm^2U^3K}\left(\frac{4Z\alpha^2}{K}\right)\sum_k (f_{k\uparrow} - f_{k\downarrow})(\nabla E_k)^2 + \cdots. \qquad (31)
\end{aligned}
$$

我们知道,只有同位库仑排斥时,自旋集体激发谱呈现 $\omega = Dq^2$(长波近似下). 现在人们已经发现,当电子-声子相互作用存在时,布里渊区发生了收缩,费密面变成了筑巢(nesting)费密面[11],这说明了在强关联存在时会增强电子-声子耦合作用,由于相干跳跃电子-声子相互作用的结果,导致 $\frac{U}{N} \to \frac{U}{N} - \frac{4Z\alpha^2}{NK}\gamma_q$, 并且原来 ω 谱中的 q^2 前有相应的 $U \to \left(1 + \frac{4Z\alpha^2}{UK}\right)\left(U - \frac{4Z\alpha^2}{K}\right)$, 它表明对同位库仑关联本身的修正. 重要的是电子-声子相互作用导致自旋波激发出现能隙.

四、结　论

我们从 Peierls-Hubbard 哈密顿量出发,讨论了电子-声子相互作用对巡游电子系统磁性激发的影响. 在有效哈密顿量中,尤以相干自旋倒向跳跃电子-声子相互作用(即 H_{20} 项)为重要,它不仅会引起 $\chi^{-+}(q,\omega)$ 的动态特性出现较大修正,从元激发谱看,此时自旋相反两个子带的分裂减小为 $\left(U - \frac{4Z\alpha^2}{K}\right)(\langle n_\uparrow\rangle - \langle n_\downarrow\rangle)$, 因此更有利于电子-空穴对个别激发;电子-声子相互作用的存在,使 $E_{k\sigma}$ 减小 $\frac{4Z\alpha^2}{NK}\sum_{q_1}\gamma_{q_1}\langle n_{k+q_1}\rangle$, 因而明显地改变了电子-空穴对个别激发谱的结构. 重要的是当计人 H_{20} 的影响时,自旋集体激发谱出现能隙,这是一个全新的结果,值得注意和考虑.

[1] I. Grauier, Magnetism of Matals and Alloys. ed. M. Cryrot (Amsterdam, North-Holland, 1982) p.1.
[2] A. A. Kuzemsky, *Tero. Mat. Fiz.*, **36**(1987), 208.
[3] E. Kaxiras and E. Manousakis, *Phys. Rev.*, **B37**(1988), 656.

[4] Y. Kakchashi and H. Hasegawa, *Phys. Rev.*, **B37**(1988), 7777.
[5] J. E. Hirsch, *Phys. Rev.*, **B35**(1987), 1851.
[6] J. Carmelo and D. Baeriswyl, *Phys. Rev.*, **B37**(1988), 7451.
[7] W. Weber, *Phys. Rev. Lett.*, **A58**(1987), 1371.
[8] E. Marsch, *Z. Phys.*, **B70**(1988), 279.
[9] W. Weber and L. F. Mattheiss, *Phys. Rev.*, **B37**(1988), 599.
[10] L. F. Mattheiss, *Phys. Rev. Lett.*, **58**(1987), 1028.
[11] J. E. Hirch, *Phys. Rev.*, **B35**(1987), 8726.
[12] C. E. Gough *et al.*, *Nature*, **326**(1987), 855.
[13] T. A. Faltens *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **59**(1987), 915.
[14] B. Batlogg *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **59**(1987), 912.
[15] K. J. Leary *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **59**(1987), 1236.
[16] A. A. Aligia, M. Kuli, V. Zlatic and K. H. Benneman *Solid, State Commun.*, **65**(1988), 501.
[17] J. M. Wesselinowa, *J. Phys.*, **C1**(1989), 5703.
[18] A. L. Kuzemsky, A. Holas and N. M. Plakida, *Physica*, **B122**(1983), 168.

INFLUENCE OF INTERACTION BETWEEN ELECTRONS AND PHONONS ON THE MAGNETIC EXCITATION OF ITINERANT ELECTRONS SYSTEM

Yu Chao-fan[1)]   Chen Bin[2)]   He Guo-zhu[1)]

1) *Physics Department, Nankai University, Tianjin* 300071

2) *Theoretical Physics Division, Institute of Mathematics, Nankai University, Tianjin* 300071

(Received 31 May 1993)

Abstract

Based on the Peierls-Hubbard Hamiltonian, the influence of electron-phonon interaction on the spin excitation of itinerant electron system has been analysed. It is shown that the interaction not only changes the dynamic property of $X^{-+}(q,\omega)$, but also causes the gap between two spin subbands to become narrow, which makes the electron-hole pairs easy to be excited singly. It should be emphasized that the spin excitation spectrum has an energy gap duo to the presence of above-mentioned electron-phonon interaction.

PACC: 7510; 7510N