碱金属掺杂富勒烯超导体的临界温度和约化能隙研究*

严大东　王志坚　徐铁峰　李文铸

（浙江大学物理系，杭州　310027）

（1993年7月20日收到）

碱金属掺杂富勒烯与传统的超导体情况不同，它有一个很宽区域的声子谱，其最高频率和最低频率分别与费密能 E_F 和零温超导能隙 Δ_0 为同一数量级，这必将导致对原来强耦合超导电性理论的修正．本文在此情况下求解 Eliashberg 方程，得到 T_c 和 Δ_0 的表达式．结果表明，分子间的低频振动模和分子上的高频振动模同样参与电声耦合，T_c 主要取决于声子谱中高频成份的贡献，而 Δ_0 的增加主要取决于声子谱中低频成份的贡献．这样，可以统一地解释实验结果，特别是远大于原来理论值的 $2\Delta_0/k_BT_c$．

PACC: 7420F; 7450; 7410

1 引　言

实验上发现，碱金属掺杂富勒烯（A_3C_{60}，$A = K, Rb, Cs$）具有超导电性[1]，其超导转变温度 T_c 超过 30K[2]．目前，越来越多的实验证据支持电声子超导机制[3-8]．同位素效应实验测得用 ^{13}C 替代 ^{12}C，$\alpha \approx 0.3$[9-11]，同时没有发现碱金属的同位素效应[12]；不同的碱金属元素掺杂[13]及压力效应[14-16]表明，化学压力等效于机械压力，且 T_c 只依赖于晶格常数 a．这些实验支持电声子机制，并表明 T_c 主要取决于分子上参与电声子耦合的振动模．

在传统的超导体中，$\Delta_0 \ll \omega_{ph} \ll E_F$[17]，在此基础上建立了完善的超导电性理论及 T_c 和 $2\Delta_0/k_BT_c$ 公式[17-20]．这里 Δ_0 为零温时的超导能隙，ω_{ph} 为声子谱的特征频率，E_F 为费密能．与此不同，对碱金属掺杂富勒烯，其声子谱范围很大．非弹性中子衍射实验表明，K_3C_{60} 具有一个很宽区域的声子谱（0—200meV）[21]，它大致可分为二个区域，其一是分子间的振动谱（0—25meV），包括 C_{60} 的转动以及 C_{60}—C_{60} 间和 A^+—C_{60} 间的振动；其二是分子上的振动谱（25—200 meV），包括频率较低的径向振动和频率很高的切向振动．K_3C_{60} 振动谱计算[22]给出 C_{60} 的低频转动（$25\,cm^{-1} \approx 3\,meV$）及 K^+ 和 C_{60} 的振动（$45—130cm^{-1} \approx 5.5—16meV$）；Raman 散射[23]给出分子上参与电声耦合的振动谱（$300—1600cm^{-1} \approx 40 \times 10^{-3}—0.2eV$）．因此，对 A_3C_{60} 的声子谱，不能像传统

* 国家自然科学基金和浙江省自然科学基金资助的课题．

超导体一样用一个特征频率来描述。另一方面，隧道实验测得 $\Delta_0 \approx 4.5—7\,\mathrm{meV}$[24,25]，能带计算给出 $E_F \approx 0.2—0.3\,\mathrm{eV}$[26-28]。由此可见，声子谱的最低频率和最高频率分别与 Δ_0 和 E_F 为同一数量级，即 $\Delta_0 \lesssim \omega_{\mathrm{ph}}(\min) - \omega_{\mathrm{ph}}(\max) \lesssim E_F$，因此必须对 Eliashberg 方程[29]与相应的 T_c 和 $2\Delta_0/k_B T_c$ 公式做出修正。

尽管实验和理论都表明，T_c 主要取决于分子上的高频振动模[3-16]，但并不意味着只有高频模参与电声耦合。隧道实验测得 $2\Delta_0/k_B T_c = 5.2 \pm 0.3$ (K_3C_{60})[24] 和 5.3 ± 0.2 (Rb_3C_{60})[25]，按传统超导电性理论的 Geilikman-Kresin 公式[19]，若只考虑分子上的高频模参与电声耦合，$2\Delta_0/k_B T_c$ 最大为 3.6，很难解释实验结果。因此有理由推断，分子间的低频振动模也对电声耦合有重要的贡献[30]。

本文在 $\omega_{\mathrm{ph}}(\max) \approx E_F$ 和 $\omega_{\mathrm{ph}}(\min) \approx \Delta_0$ 情形下求解 Eliashberg 方程，发现 $\omega_{\mathrm{ph}}(\max) \approx E_F$ 的影响会使 T_c 和 Δ_0 几乎按同一比例提高；T_c 主要取决于声子谱中的高频成份，而 Δ_0 的提高主要取决于声子谱中低频成份的贡献，这使得 $2\Delta_0/k_B T_c$ 大大提高，从而统一地解释了实验上较大的 T_c，特别是 $2\Delta_0/k_B T_c$ 值。

2 理　　论

在强耦合超导电性理论中，描述超导性质的超导能隙函数 $\Delta(\omega)$ 和重整化函数 $Z(\omega)$ 由如下 Eliashberg 方程决定[17,29]：

$$
\begin{aligned}
\Delta(\omega)Z(\omega) = & \int_0^\infty \frac{d\omega'}{\pi}\int d\Omega \sum_\gamma B_\gamma(\Omega) g_\gamma'^2 \frac{1}{N}\sum_{k'} \mathrm{Im} \\
& \times \left[\frac{\Delta(\omega'+i0^+)}{\omega'^2 - \tilde{E}_{k'}^2(\omega'+i0^+) - \Delta^2(\omega'+i0^+)}\right] \\
& \times \left\{[f(-\omega')+N(\Omega)]\left[\frac{1}{\omega-\omega'-\Omega} - \frac{1}{\omega+\omega'+\Omega}\right]\right. \\
& \left. + [f(\omega')+N(\Omega)]\left[\frac{1}{\omega-\omega'+\Omega} - \frac{1}{\omega+\omega'-\Omega}\right]\right\} \\
& + U_C \int_0^\infty \frac{d\omega'}{\pi} \tanh\left(\frac{\omega'}{2T}\right) \frac{1}{N}\sum_{k'} \mathrm{Im} \\
& \times \left[\frac{\Delta(\omega'+i0^+)}{\omega'^2 - \tilde{E}_{k'}^2(\omega'+i0^+) - \Delta^2(\omega'+i0^+)}\right],
\end{aligned} \tag{1}
$$

$$
\begin{aligned}
[1 - Z(\omega)]\omega = & -\int_0^\infty \frac{d\omega'}{\pi}\int d\Omega \sum_\gamma B_\gamma(\Omega) g_\gamma'^2 \frac{1}{N}\sum_{k'} \mathrm{Im} \\
& \times \left[\frac{\omega'}{\omega'^2 - \tilde{E}_{k'}^2(\omega'+i0^+) - \Delta^2(\omega'+i0^+)}\right] \\
& \times \left\{[f(-\omega')+N(\Omega)]\left[\frac{1}{\omega-\omega'-\Omega} + \frac{1}{\omega+\omega'+\Omega}\right]\right. \\
& \left. + [f(\omega')+N(\Omega)]\left[\frac{1}{\omega-\omega'+\Omega} + \frac{1}{\omega+\omega'-\Omega}\right]\right\},
\end{aligned} \tag{2}
$$

其中 γ 为声子支指标，$B_\gamma(\Omega)$ 为声子态密度，g_γ' 为重整化的电声耦合常数，U_c 为分子

上重整化的库仑排斥；$\tilde{E}_{k'}(\omega'+i0^+)=E_{k'}/Z(\omega'+i0^+)$，$E_{k'}$ 为能带函数，$f(\pm\omega)=1/[\exp(\pm\omega/T)+1]$，$N(\Omega)=1/[\exp(\Omega/T)-1]$.

在双台阶近似下分别求解 $T=T_c$ 和 $T=0$ 时的 Eliashberg 方程(见附录 A)，从中发现，代替原来理论中声子截止频率 ω_0[18,20]的，是双台阶函数的转变点 ω_c，它由如下方程决定:

$$\omega_c=E_F+\int d\Omega N(E_F)\sum_\gamma B_\gamma(\Omega)g_\gamma'^2\ln\left|\frac{(\Omega+2\omega_c)(\Omega-\omega_c)}{\Omega(\Omega+\omega_c)}\right|. \tag{3}$$

超导转变温度 T_c 为

$$k_BT_c=1.134\omega_c\exp\left[-\frac{1+\lambda+\bar{\lambda}-\lambda_c}{\lambda-\mu^*}\right], \tag{4}$$

其中

$$\lambda=2\int\frac{d\Omega}{\Omega}N(E_F)\sum_\gamma B_\gamma(\Omega)g_\gamma'^2, \tag{5}$$

$$\bar{\lambda}=2\int\frac{d\Omega}{\Omega}N(E_F)\sum_\gamma B_\gamma(\Omega)g_\gamma'^2\ln(1+\omega_c/\Omega), \tag{6}$$

$$\lambda_c=2\int\frac{d\Omega}{\Omega}N(E_F)\sum_\gamma B_\gamma(\Omega)g_\gamma'^2\frac{1}{1+\omega_c/\Omega}. \tag{7}$$

零温超导能隙 Δ_0 由如下方程决定:

$$\begin{aligned}\Delta_0=\int d\Omega N(E_F)\sum_\gamma B_\gamma(\Omega)g_\gamma'^2[I_2(\Delta_0/\Omega,\omega_c/\Omega)-I_1(\Delta_0/\Omega,\omega_c/\Omega)]\\-\mu^*\ln(2\omega_c/\Delta_0)\Delta_0,\end{aligned} \tag{8}$$

其中

$$I_1(x,y)=I_1(x,y;p_1)=\frac{1}{\sqrt{p_1^2-x^2}}\ln\left[\frac{x(p_1+y)}{x^2+p_1y-\sqrt{p_1^2-x^2}\sqrt{y^2-x^2}}\right], \tag{9}$$

$$I_2(x,y)=I_2(x,y;p_2)=\begin{cases}I_1(x,y;p_2) & x<1/2;\\ \dfrac{1}{\sqrt{x^2-p_2^2}}\left\{\dfrac{\pi}{2}-\arcsin\left[\dfrac{p_2y+x^2}{x(p_2+y)}\right]\right\}, & x>1/2,\end{cases} \tag{10}$$

$p_1=1+x$, $p_2=1-x$.

由(4)式，可得同位素效应 α 为

$$\alpha=\frac{1}{2}\left[1-\frac{(1+\lambda+\bar{\lambda}-\lambda_c)}{(\lambda-\mu^*)^2}\mu^{*2}\right]. \tag{12}$$

上述方程描述具有很宽区域声子谱的超导体的基本超导参数. 只要知道 $N(E_F)$，$B_\gamma(\Omega)$ 和 $g_\gamma'^2$，就可以求出 T_c 和 Δ_0，进而可以得到 $2\Delta_0/k_BT_c$ 和 α.

3 数值结果与讨论

对碱金属掺杂富勒烯 (A_3C_{60})，取其典型参数值做数值计算. 对声子谱 $B_\gamma(\Omega)$ 可近似地取作 Einstein 模: $B_\gamma(\Omega)=\delta(\Omega-\Omega_\gamma)$，其中 Ω_γ 为振动频率. $g_\gamma'=\Omega_\gamma V_\gamma$，$V_\gamma$ 为电声作用强度，$\gamma=1,\cdots,8$ 为分子上振动模中的 Hg 模. 文献[3]中根据 Jahn-

Teller 效应论证了分子上振动模中只有 8 个 Hg 模参与电声子耦合. V_γ 取文献[5]中 LDA 的结果, Ω_γ 取 Raman 散射实验值[23]; $\gamma=9$, 10, 11 为分子间低频转动、振动模. Ω_γ 取振动谱计算值[22]: $\Omega_9=25\text{cm}^{-1}$, $\Omega_{10}=50\text{cm}^{-1}$, $\Omega_{11}=125\text{cm}^{-1}$. 参照高频模的耦合常数[3-5], 取 $V_9=V_{10}=V_{11}=15$ meV. 计算中, 其余各参数取: $N(E_F)=12.5$ state/eV·spin·A_3C_{60}[27], $E_F=0.3$eV[27], $\mu^*=0.2$[3-5], 得到

$$T_c=25\text{K},\ \Delta_0=5.7\text{meV},\ 2\Delta_0/k_BT_c=5.3,\ \alpha=0.4.$$

同时可得 $\omega_c=0.33$eV. 这些结果与实验相符.

下面对前面的结果做一些讨论. 由求解过程(见附录 A)及(3)和(4)式可知, T_c 取决于截止频率 ω_c, 也即 E_F, 因此声子谱中高频成份 $\omega_{ph}\approx E_F$ 对 T_c 贡献最大.

现在讨论 Δ_0. 如果不考虑声子谱中低频成份的贡献, 则 $\Omega\gg\Delta_0$. 在此条件下展开(8)式, 得

$$\Delta_0=2\omega_c\exp\left[-\frac{1+\lambda+\bar{\lambda}-\lambda_c}{\lambda-\mu^*}\right]. \tag{13}$$

由(4)和(13)式可见, 声子谱中的高频成份 $\omega_{ph}\approx E_F$ (也即 λ_c) 的贡献会使 T_c 和 Δ_0 按同一比例提高, 因而 $2\Delta_0/k_BT_c$ 仍然是 BCS 值 3.53. 更进一步, 若 $\omega_{ph}(\max)\ll E_F$ (即传统超导体情况), 由(7)式知, $\lambda_c\to0$, (4)和(13)式就回到原来理论中的 Leavens-Carbotte 公式[20].

如果考虑声子谱中低频成份的贡献, 由前面数值计算可知, 声子谱中的低频成份 $\omega_{ph}\approx\Delta_0$ 将大大地提高 Δ_0. 原因是此时不再有 $\Delta_0/\omega_{ph}\ll1$, 与 Δ_0/ω_{ph} 同数量级的量将不能忽略, 这一部份声子将主要对 Δ_0 有贡献, 因而提高了 Δ_0.

综上所述, 可以看到, 声子谱中的高频成份对 T_c 和 Δ_0 贡献相同, 而低频成份却大大地提高了 Δ_0, 因此其比值 $2\Delta_0/k_BT_c$ 远大于原来的理论值, 从而统一地解释了实验值 T_c 和 $2\Delta_0/k_BT_c$. 其中的物理意义可以从重整化函数 $Z(\omega)$ 中看出: 与 T_c 相联系的是 $Z(0)$, 相对于频率 $\omega=0$ 而言, 高频、低频的贡献是等价的, 也就是说低频没有特殊的贡献; 而与 Δ_0 相联系的是 $Z(\Delta_0)$, 这样, 接近 Δ_0 的低频成份 $\omega_{ph}\approx\Delta_0$ 便有不可忽略的贡献, 这大大地提高了 Δ_0, 从而提高了 $2\Delta_0/k_BT_c$.

最后, 还须指出, 当 $\omega_{ph}(\max)\approx E_F$ 时, Migdal 定理将不再成立; 也就是说, 对声子谱中最高端的频率, 必须考虑顶角修正. 但由于高频成份在整个声子谱中只占一小部分, 且顶角修正的贡献低于直接相互作用, 因此可预计高频模的顶角修正不会定性地改变本文的结论. 更进一步的理论需要考虑顶角修正的贡献.

感谢韩汝珊教授、唐景昌教授以及张明亮博士的有益讨论.

附 录 A

为求出 Eliashberg 方程的解析解, 将正文(1), (2)式等号右边的 $\Delta(\omega')$ 用如下形式的双台阶变分函数代替[18,20]:

$$\Delta(\omega')=\begin{cases}\Delta_0 & 0<\omega'<\omega_c;\\ \Delta_\infty & \omega'>\omega_c,\end{cases} \tag{A1}$$

其中 ω_c 为截止频率，其表达式将在下面求解 Eliashberg 方程时给出.

将正文(1),(2)式中对 $\boldsymbol{k}'$ 的求和化成积分,

$$\frac{1}{N}\sum_{k'}\rightarrow\int\mathrm{d}EN(E),\tag{A2}$$

其中 $N(E)$ 为电子态密度. 考查 A_3C_{60} 能带，注意到其导带为半满[26—28]，在不失其中物理的前提下对 $N(E)$ 可作如下简化:

$$N(E)=\begin{cases}N(E_F) & |E|<E_F;\\ 0 & \text{其它},\end{cases}\tag{A3}$$

其中 $N(E_F)$ 为费密面处的电子态密度. 于是在 Eliashberg 方程(1),(2)中，有

$$\frac{1}{N}\sum_{k'}\mathrm{Im}\,\frac{\omega'}{\omega'^2-\tilde{E}_{k'}^2(\omega'+\mathrm{i}0^+)-\Delta_0^2}=2\int_0^{E_F}\mathrm{d}EN(E_F)\frac{\omega'}{\omega'^2-[\tilde{\xi}(\omega'+\mathrm{i}0)]^2},\tag{A4}$$

其中 $[\tilde{\xi}(\omega'+\mathrm{i}0^+)]^2=[\tilde{E}(\omega'+\mathrm{i}0^+)]^2+\Delta_0^2$. 上式中对 E 的积分又可化为对 $\tilde{\xi}$ 的积分,

$$\int_0^{E_F}\mathrm{d}E=\int_{\Delta_0}^{\sqrt{\tilde{E}_F^2+\Delta_0^2}}\mathrm{d}\tilde{\xi}\,\frac{\tilde{\xi}}{\sqrt{\tilde{\xi}^2-\Delta_0^2}},\tag{A5}$$

其中 $\tilde{E}_F=E_F/Z(\omega')$. 注意到 (A4) 式中 $\tilde{\xi}(\omega'+\mathrm{i}0^+)$ 的虚部为可忽略的小量，于是有

$$-\frac{1}{\pi}\mathrm{Im}\,\frac{\omega'}{\omega'^2-[\tilde{\xi}(\omega'+\mathrm{i}0^+)]^2}=\frac{\tilde{\xi}(\omega')}{2\omega'}\{\delta[\omega'-\tilde{\xi}(\omega')]+\delta[\omega'+\tilde{\xi}(\omega')]\}.\tag{A6}$$

将 (A4)—(A6) 式代入 Eliashberg 方程(1),(2)中，有

$$\begin{aligned}&-\int_0^\infty\frac{\mathrm{d}\omega'}{\pi}\frac{1}{N}\sum_{k'}\mathrm{Im}\,\frac{\omega'}{\omega'^2-\tilde{E}_{k'}^2(\omega'+\mathrm{i}0^+)-\Delta^2(\omega'+\mathrm{i}0^+)}\\&=N(E_F)\int_0^\infty\mathrm{d}\omega'\theta[\omega_c(\omega')-\omega']\theta[\omega'-\Delta_0]\frac{\omega'}{\sqrt{\omega'^2-\Delta_0^2}}\\&=N(E_F)\int_{\Delta_0}^{\omega_c}\mathrm{d}\omega'\,\frac{\omega'}{\sqrt{\omega'^2-\Delta_0^2}},\end{aligned}\tag{A7}$$

其中 $\theta(x)$ 为阶跃函数，$\omega_c(\omega')=\sqrt{[E_F/Z(\omega')]^2+\Delta_0^2}$，$\omega_c=\omega_c(\omega_c)$. 因 $\omega_c\gg\Delta_0$，故有

$$Z(\omega_c)\omega_c=E_F.\tag{A8}$$

通过求解 $Z(\omega_c)$，可求得 ω_c.

下面分别求解 $T=T_c$ 和 $T=0$ 时的 Eliashberg 方程，得到 T_c 和 Δ_0 以及相应的 ω_c. 在正文(1),(2)式中，$N(\Omega)\ll1$，可略去.

$T=T_c$ 时，$\Delta(\omega)\to0$，利用 (A7) 式，Eliashberg 方程(1),(2)可化为

$$\begin{aligned}\Delta(\omega)Z(\omega)=&-\int_0^{\omega_c}\mathrm{d}\omega'\,\frac{\Delta(\omega')}{\omega'}\int\mathrm{d}\Omega N(E_F)\sum_\gamma B_\gamma(\Omega)g_\gamma'^2\\&\times\left\{f(-\omega')\left[\frac{1}{\omega-\omega'-\Omega}-\frac{1}{\omega+\omega'+\Omega}\right]\right.\\&\left.+f(\omega')\left[\frac{1}{\omega-\omega'+\Omega}-\frac{1}{\omega+\omega'-\Omega}\right]\right\}\\&-\mu^*\int_0^{\omega_c}\mathrm{d}\omega'\,\frac{\Delta(\omega')}{\omega'}\tanh\left[\frac{\omega'}{2T_c}\right],\end{aligned}\tag{A9}$$

$$\begin{aligned}[1-Z(\omega)]\omega=&\int_0^{\omega_c}\mathrm{d}\omega'\int\mathrm{d}\Omega N(E_F)\sum_\gamma B_\gamma(\Omega)g_\gamma'^2\\&\times\left\{f(-\omega')\left[\frac{1}{\omega-\omega'-\Omega}+\frac{1}{\omega+\omega'+\Omega}\right]\right.\\&\left.+f(\omega')\left[\frac{1}{\omega-\omega'+\Omega}+\frac{1}{\omega+\omega'-\Omega}\right]\right\},\end{aligned}\tag{A10}$$

其中 $\mu^*=N(E_F)U_c$.

在 $\omega\to0$ 时求解上述方程组，得到 T_c 的表达式，即正文中(4)—(7)式. 同时，求出 $\omega=\omega_c$ 时的 $Z(\omega_c)$ 为

$$Z(\omega_c)=1-\frac{1}{\omega_c}\int\mathrm{d}\Omega N(E_F)\sum_\gamma B_\gamma(\Omega)g_\gamma'^2\ln\left|\frac{(\Omega+2\omega_c)(\Omega-\omega_c)}{\Omega(\Omega+\omega_c)}\right|.\tag{A11}$$

代入 (A8) 式，得到 ω_c 满足的方程，即正文中的(3)式.

现在求 Δ_0. 利用 (A7) 式，$T=0$ 时的 Eliashberg 方程(1),(2)可化为

$$\Delta(\omega)Z(\omega)=\int_{\Delta_0}^{\omega_c}d\omega'\int d\Omega N(E_F)\sum_{\gamma}B_{\gamma}(\Omega)g_{\gamma}'^2 \times\frac{\Delta_0}{\sqrt{\omega'^2-\Delta_0^2}}\left[\frac{1}{\omega'+\Omega+\Delta_0}+\frac{1}{\omega'+\Omega-\Delta_0}\right] -\mu^*\int_{\Delta_0}^{\omega_c}d\omega'\frac{\Delta_0}{\sqrt{\omega'^2-\Delta_0^2}}, \tag{A12}$$

$$[1-Z(\omega)]\omega=\int_{\Delta_0}^{\omega_c}d\omega'\int d\Omega N(E_F)\sum_{\gamma}B_{\gamma}(\Omega)g_{\gamma}'^2 \times\frac{\omega'}{\sqrt{\omega'^2-\Delta_0^2}}\left[\frac{1}{\omega'+\Omega+\Delta_0}-\frac{1}{\omega'+\Omega-\Delta_0}\right]. \tag{A13}$$

由 Δ_0 定义 $\Delta_0\equiv\mathrm{Re}\{\Delta(\Delta_0)\}$，在 $\omega=\Delta_0$ 处求解上述方程组，得到关于 Δ_0 的方程，即正文中的 (8)—(11)式. 同时在 $\omega=\omega_c$ 处求解方程 (A13)，得到 $Z(\omega_c)$，

$$Z(\omega_c)=1+\int\frac{d\Omega}{\Omega}N(E_F)\sum_{\gamma}B_{\gamma}(\Omega)g_{\gamma}'^2J_c(\Delta_0/\Omega,\omega_c/\Omega), \tag{A14}$$

其中

$$J_c(x,y)=\frac{q_1}{y}I_1(x,y;q_1)-\frac{q_2}{y}I_2(x,y;q_2), \tag{A15}$$

而

$$q_1=1+y,\quad q_2=1-y. \tag{A16}$$

$I_1(x,y;q_1)$ 和 $I_2(x,y;q_2)$ 由正文中(9)和(10)式给出.

对 A_3C_{60}，$\Delta_0\ll E_F\sim\omega_c$，也即在 (A15) 式中，$x/y\ll1$. 将 $J_c(x,y)$ 展开，略去 $O(x/y)$ 项，得

$$J_c(x,y)\approx-\frac{1}{y}\ln\left|\frac{(1+2y)(1-y)}{1+y}\right|. \tag{A17}$$

将上式代入 (A14) 式，得到的 $Z(\omega_c)$ 与 (A11) 式相同，因此对 T_c 和 Δ_0，ω_c 有相同的表达式，即正文中的(4)式.

[1] A. Hebard *et al.*, *Nature*, **350**(1991), 600.
[2] K. Tanigaki *et al.*, *Nature*, **352**(1991), 222; S.P. Ketly, *et al.*, *Nature*, **352**(1991), 223.
[3] C.M. Varma, J. Zaannen and K. Raghavachari, *Science*, **254**(1991), 970.
[4] M. Schülter *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **68**(1991), 526.
[5] M. Schülter *et al.*, *J. Phys. Chem. Solid.*, **53**(1992), 1473.
[6] I.I. Mazin *et al.*, *Phys. Rev.*, **B9**(1992), 5114.
[7] D.L. Novikov, V.A. Gubanov and A.J. Freeman, *Physica C*, **191**(1992), 399.
[8] H. Zheng and K.H. Benneman, *Phys. Rev.*, **B46**(1992), 11993.
[9] C.C.Chen and C.M. Lieber, *J. Am. Chem. Soc.*, **114**(1992), 3141; C.C. Chen and C.M. Lieber, *Science*, **259**(1993), 655.
[10] A.P. Ramirez *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **68**(1992), 1058.
[11] 有关C的同位素效应，还有不同的实验结果. $\alpha>1$(T.W. Ebbesen *et al.*, *Nature*, **355**(1992), 620.; A. A. Zakhidov *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **A164**(1992), 355).但在上述实验中，^{13}C替代^{12}C是不完全的，由此导致α提高.
[12] T.W. Ebbsen *et al.*, *Physica C*, **203**(1992), 163.
[13] R.M. Fleming *et al.*, *Nature*, **352**(1991), 787.
[14] G. Sparn *et al.*, *Science*, **252**(1991), 1829.
[15] G. Sparn *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **68**(1992), 1228.
[16] O. Zhou. *et al.*, *Science*, **255**(1992), 833.
[17] D.J. Scalapino, in Superconductivity, edited by R.D. Parks (Marcel Dekker, New York, 1969), p. 449; 最近的综述可见J.P. Carbotte, *Rev. Mod. Phys.*, **62**(1990) 1027.
[18] W.L. McMillan, *Phys. Rev.*, **167**(1968), 331.
[19] B.T. Geilikman and V.Z. Kresin, *Sov. Phys.-Solid. State*, **7**(1966), 2659.

[20] C.R. Leavens and J.P. Carbotte, *Can. J. Phys.*, **49**(1971), 724.
[21] K.Prassides *et al.*, *Nature*, **354**(1991), 462; K. Prassides *et al.*, *Europhys. Lett.*, **19**(1992), 629.
[22] V.R. Belosludov and V.P. Shakov, *Mod. Phys. Lett.*, **6**(1992), 1209.
[23] M.G. Mitch, S.J. Chase and J.S. Lannin, *Phys. Rev. Lett.*, **68**(1992), 883.
[24] Z.Zhang, C.C. Chen, and C.M. Lieber, *Science*, **254**(1991), 1619.
[25] Z.Zhang *et al.*, *Nature*, **353**(1991), 333.
[26] J.L. Martins and N. Troullier, *Phys. Rev.*, **B46**(1992), 1766.
[27] A. Oshiyama, S.Saito, N. Hamaola and Y. Miyamoto, *J.Phys. Chem. Solid.*, **53**(1992), 1457.
[28] S.Satapthy *et al.*, *Phys. Rev.*, **B46**(1992), 1773.
[29] G.M. Eliashberg, *Sov. Phys.-JETP*, **11**(1960), 696; **12**(1961), 1000.
[30] Wen-zhou Li, Da-dong Yan and Feng Chen, *Theor. Phys. Commun.*, **19**(1993), 265.

THEORY OF SUPERCONDUCTIVITY IN ALKALI-METAL-DOPED FULLERENES

YAN DA-DONG WANG ZHI-JIAN XU TIE-FENG LI WEN-ZHU
(*Department of Physics, Zhejiang University, Hangzhou* 310027)
(Received 20 July 1993)

ABSTRACT

It is different from the case of conventional superconductors that the alkali-metal-doped fullerenes have wide-frequency-range phonon spectra whose high-and low-frequency phonon modes are, respectively, comparable to the Fermi energy E_F and the zero-temperature gap Δ_0. This property will lead to a modification to the theory of conventional strong coupling superconductivity. In this paper, by solving the Eliashberg equations, the expressions of T_c and Δ_0 are obtained. The results show that both the intermolecular low-frequency modes and the intramolecular highfrequency modes participate the electron-phonon interactions; T_c mainly arise from the high-frequency modes while Δ_0's enhancement mainly arise from the low-frequency modes. So, the experimental results can be explained, especially, the large ratio of $2\Delta_0/k_BT_c$.

PACC: 7420F; 7450; 7410