

$s + d$ 混合波对称性下 联合模型的超导电性^{*}

孙久勋 章立源

(北京大学物理系, 北京 100871)

(1996 年 1 月 9 日收到)

提出一个联合模型, 在 $s + d$ 混合波对称性下, 合并考虑电子间配对相互作用的各向异性及二维电子结构上 Van Hove 奇异性对超导电性的影响. 理论结果表明: Van Hove 奇异性及配对相互作用的各向异性都是使 T_c 提高的重要因素; 各向异性的电子配对相互作用自然导致序参量的 d 波成分, 当此各向异性增强时, d 波成分也增大. 高温超导体的较高 $2\Delta(0)/k_B T_c$ 值可能预示着在这些材料中 s 波的权重远小于 d 波权重. 联合效应模型下的 T_c 处比热跳跃行为与经典的 BCS 理论也完全不同.

PACC: 7420F; 7430; 7440

1 引 言

已有大量的实验表明高温超导体的序参量是各向异性的. 虽然对其具体形式尚有争议, 但目前已较倾向于以 d 波为主的对称性^[1-3]. 高温超导体的发现者 Müller^[4]指出, 要判断高温超导电性的微观机制, 首先确定序参量的对称性是很重要的. 他分析了角分辨光电发射、穿透深度和约瑟夫森效应等实验, 从实验角度论证了高温超导体的序参量应是 $s + d$ 混合波对称性. 高温超导体结构上的基本特点是其准二维性, 是由含 CuO_2 平面的层块和其他氧化物层块构成的夹层二维结构. 最近对单晶样品的实验表明, 在二维 CuO_2 面内沿 a 和 b 方向, 低温穿透深度^[1]和热导率^[5]都具有强烈的各向异性. 这意味着在 CuO_2 面内沿 a 和 b 方向有不同的屏蔽作用.

另一方面, Monod 等^[6-9]的理论工作已证明, 不管准粒子相互作用的起源如何, 只要其配对相互作用具有各向异性, 就能增高转变温度 T_c 和能隙最大值 Δ_M 与 T_c 的比值 $2\Delta_M/k_B T_c$. Gupta^[10]对 Fröhlich^[11]导出的电声耦合准粒子相互作用势作了一定近似, 求解了动量依赖型的 BCS 能隙方程. 结论是考虑准粒子相互作用势的动量依赖性后, 即使在较小的有效配对相互作用参数下, 也能得到高的 T_c , 以及得到 7.0 以上的 $2\Delta(0)/k_B T_c$ 值. 在文献[6-9]中, Monod 等分别在二维和三维情况下, 提出了一个唯象的准粒子配对作用势, 用准粒子关联函数 $\Gamma(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$ 研究了各向异性对 T_c 的影响. 结果表明: 随各向异

^{*} 高等学校博士学科点专项科研基金资助项目.

性强度变化,准粒子配对态可处于单态和三重态,且导致单态是 s 波和 d 波的混合态.文献[9]还用 BCS 能隙方程研究了单态情况下能隙最大值 Δ_M 与各向异性参量的关系.

上述作者都没有考虑 Van Hove 奇异性的作用.高温超导体由于其结构上的二维性导致其态密度中出现 Van Hove 奇异性.文献[12—19]已表明,在 s 波或 s^* 波下由于电子态密度的 Van Hove 奇异性,即使准粒子有效配对相互作用弱,也能得到高的 T_c .Tusei 等^[15]还用此模型解释了 $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ 的同位素效应指数随掺杂变化的趋势.文献[17,18]还表明,计入准粒子间的库仑作用后,在 Van Hove 奇点模型下,也能得到高的 T_c ,并能解释同位素效应指数很小的实验结果.

在上述工作基础上,本文提出一个联合模型,即在 $s+d$ 混合波对称性下,合并考虑准粒子配对各向异性相互作用及 Van Hove 奇异性的联合效应.结果表明, Van Hove 奇异性与各向异性都能显著地提高 T_c ;从动量依赖型 BCS 能隙方程导出的 T_c 公式与从准粒子关联函数 $\Gamma(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$ 导出的单态 T_c 公式相一致.随着各向异性增强, d 波成分也增大,各向异性能显著增大 $2\Delta_M/k_B T_c$ 比值,而 Van Hove 奇异性作用不大; s 波能隙 Δ_s 随各向异性参量 y (y 的定义见本文(22)式)增大几乎呈线性减小, d 波能隙 Δ_d 则呈线性增大.高温超导体大的 $2\Delta(0)/k_B T_c$ 实验值预示着序参量具有大的 d 波成分.对于 T_c 处的比热跃变 $\Delta c(T_c)$ 与正常态电子比热 $c_n(T_c)$ 的比值, Van Hove 奇异性能使之增大,而各向异性的引入则倾向于使之减小,有一很大的变化范围.这与高温超导体的实验在定性上是一致的.

2 模型与基本公式

考虑到高温超导体的准二维性,这里只考虑二维的情况.文献[6—9]中提出的二维各向异性唯象相互作用势为

$$V(\mathbf{k}, \mathbf{k}') = -V[1 + a(\mathbf{k}_x - \mathbf{k}'_x)^2 + b(\mathbf{k}_y - \mathbf{k}'_y)^2], \quad (1)$$

其中 V 为一个正的常数,括号内第一项即为通常的 BCS 吸引相互作用,动量分量已按费密动量归一化, a 和 b 均为无量纲参数,可正可负,因而动量依赖项可以为吸引也可以为排斥相互作用.当 $a \neq b$ 时就相应于 CuO_2 层面内具有各向异性.

准粒子色散关系取为^[16]

$$\epsilon(\mathbf{k}) = -2t(\cos k_x + \cos k_y) - \delta. \quad (2)$$

相应的态密度为

$$N(\epsilon) = N_0 \ln \left| \frac{D}{\epsilon + \delta} \right|, \quad (3)$$

其中 $N_0^{-1} = 2\pi^2 t$, $D = 16t$, ϵ 为从费密能处算起的准粒子能量, δ 为 Van Hove 奇点与费密能的偏离. Pokrovskii^[20]由单带哈密顿量导出推广的 BCS 能隙方程为

$$\Delta(\mathbf{k}) = -\frac{1}{2} \int \frac{d^2 \mathbf{k}'}{(2\pi)^2} V(\mathbf{k}, \mathbf{k}') \frac{\Delta(\mathbf{k}')}{E_{\mathbf{k}'}} \tanh \left(\frac{E_{\mathbf{k}'}}{2k_B T} \right), \quad (4)$$

其中 $E_{\mathbf{k}} = \sqrt{\epsilon^2(\mathbf{k}) + \Delta^2(\mathbf{k})}$. Monod 和 Maki^[9]由准粒子关联函数 $\Gamma(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$ 推导出单态配对的序参量应取如下形式:

$$\Delta(\mathbf{k}) = \Delta(\cos \varphi) = \Delta_s + \Delta_d \cos(2\varphi). \quad (5)$$

文献[21]对 d 波序参量所取的形式也与此处一致. 将(1)和(5)式代入方程(4), 并将 $d^2 \mathbf{k}' / (2\pi)^2$ 变换为 $N(\epsilon') d\epsilon' d\varphi' / (2\pi)^{[9]}$, 令方程等号两边含 $\cos(2\varphi)$ 和不含 $\cos(2\varphi)$ 的项对应相等, 可得到关于 Δ_s 和 Δ_d 的耦合二元方程组:

$$\Delta_s = \frac{V}{2} \int_{-\omega_0}^{\omega_0} N(\epsilon) d\epsilon \left\langle \frac{\Delta(\varphi')}{E(\varphi')} [p + q \cos(2\varphi')] \tanh \left[\frac{E(\varphi')}{2k_B T} \right] \right\rangle, \quad (6)$$

$$\Delta_d = \frac{V}{2} \int_{-\omega_0}^{\omega_0} N(\epsilon) d\epsilon \left\langle \frac{\Delta(\varphi')}{E(\varphi')} q \tanh \left[\frac{E(\varphi')}{2k_B T} \right] \right\rangle, \quad (7)$$

其中 $E(\varphi) = \sqrt{\epsilon^2 + \Delta^2(\cos \varphi)}$, 而

$$\langle \dots \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} (\dots) d\varphi, \quad (8)$$

$$p = 1 + a + b, \quad q = \frac{a - b}{2}. \quad (9)$$

由方程组(6)和(7)可见, Δ_s 和 Δ_d 是线性相关的, 只要其中有一个等于零, 另一个也必定等于零. 令 Δ_s 和 Δ_d 趋于零, 方程(6)和(7)将化为齐次线性方程组, 其有解的条件为系数行列式为零. 我们可导出如下决定 T_c 的方程:

$$\frac{W}{2} \int_{-\omega_0}^{\omega_0} \frac{N(\epsilon) d\epsilon}{\epsilon} \tanh \left(\frac{\epsilon}{2k_B T_c} \right) = 1, \quad (10)$$

其中

$$W = \frac{Vp}{2} [1 + \sqrt{1 + 2(q/p)^2}]. \quad (11)$$

方程(10)与 Monod 和 Maki^[9]由 $\Gamma(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$ 导出的单态 T_c 公式是一致的. 当不存在各向异性时, $q=0$. 引入如下的各向同性有效配对相互作用 W_{iso} ^[9]:

$$W_{iso} = Vp. \quad (12)$$

对 $\tanh x$ 采用如下的近似式:

$$\tanh x = \begin{cases} x/\lambda & x \leq \lambda, \\ 1 & x > \lambda, \end{cases} \quad (13)$$

其中 $\lambda = 1.1985$. 当 $\lambda = 1$ 时, (13)式即为 Tusei^等^[15]采用的近似式, 此近似比较粗糙. 此处我们由如下方法确定 λ 的值. 令方程(10)在态密度为常数时求出的 T_c 表达式与经典 BCS 理论^[22]的 T_c 公式一致, 定出 $\lambda = 1.1985$. 采用(13)式的近似式, 可以由方程(10)求出 T_c 的解析表达式:

$$k_B T_c = 1.134 D \exp \left\{ -\sqrt{\frac{2}{N_0 W} + \ln^2 \left(\frac{D}{\omega_0} \right) + \frac{\delta^2}{2} \left[\frac{1}{(2k_B T_c)^2} + \frac{1}{\omega_0^2} \right] - 1} \right\}. \quad (14)$$

经比较, 此公式与数值解的误差小于 2%. 再引进如下近似函数:

$$\ln(x + \sqrt{x^2 + 1}) = \begin{cases} x + d_1 x^2 + d_2 x^3 + d_3 x^4 & x \leq 10, \\ \ln(2x) & x > 10, \end{cases} \quad (15)$$

其中 $d_1 = -0.155256$, $d_2 = 0.0120341$, $d_3 = -0.0035128$. 经验算, (15)式等号右边近似

函数的误差小于 3%, 可求出 Δ_s, Δ_d 的代数方程为

$$\begin{aligned}\Delta_s \left[1 - \frac{N_0 V}{2} (pJ_0 + qJ_1) \right] &= \Delta_d \frac{N_0 V}{2} (pJ_1 + qJ_2), \\ \Delta_s \left(1 - \frac{N_0 V}{2} qJ_1 \right) &= \Delta_d \frac{N_0 V}{2} qJ_0,\end{aligned}\quad (16)$$

其中

$$J_n = \gamma_1 K_{1n} + \gamma_2 K_{2n} + \gamma_3 K_{3n} + \gamma_4 K_{4n}, \quad (17)$$

$$\begin{aligned}K_{mn} &= \left\langle \frac{\cos^n(2\varphi)}{\Delta^m(\cos\varphi)} \right\rangle \\ &= \frac{2}{\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\cos^n(2\varphi) d\varphi}{[\Delta_s + \Delta_d \cos(2\varphi)]^m}.\end{aligned}\quad (18)$$

采用正切变换 $x = \tan \varphi$, 积分(18)式可化为有理式的无穷积分, 用残数定理可求出其解析表达式. 关于 γ_n 和 K_{mn} 的表达式参见附录 A 和 B.

为了求比热跃变, 需要求 $\left\langle \frac{d\Delta^2(\varphi)}{d\beta} \right\rangle_{T=T_c}$. 根据(5)式并对能隙方程组(6)和(7)求 β 的微商, 然后令 $T = T_c$, 可求出

$$\left\langle \frac{d\Delta^2(\varphi)}{d\beta} \right\rangle_{T=T_c} = \left(1 + \frac{q^2 V^2 I_0^2}{8} \right) \left(\frac{d\Delta_s^2}{d\beta} \right)_{T=T_c}, \quad (19)$$

$$\left(\frac{d\Delta_s^2}{d\beta} \right)_{T=T_c} = \frac{-I_1 \left(p + \frac{q^2 V I_0}{2} \right)}{I_2 \left[p + \frac{3}{2} q^2 V I_0 + \frac{q^2 V^2 I_0^2}{64} (8p + 5q^2 V I_0) \right]}, \quad (20)$$

其中

$$\begin{aligned}I_0 &= \int_{-\omega_0}^{\omega_0} \frac{N(\epsilon) d\epsilon}{\epsilon} \tanh\left(\frac{\beta_c \epsilon}{2}\right), \\ I_1 &= \int_{-\omega_0}^{\omega_0} \frac{N(\epsilon) d\epsilon}{4} \operatorname{sech}^2\left(\frac{\beta_c \epsilon}{2}\right), \\ I_2 &= \int_{-\omega_0}^{\omega_0} \frac{N(\epsilon) d\epsilon}{4 \epsilon^3} \left[\frac{\beta_c \epsilon}{2} \operatorname{sech}^2\left(\frac{\beta_c \epsilon}{2}\right) - \tanh\left(\frac{\beta_c \epsilon}{2}\right) \right].\end{aligned}\quad (21)$$

有了 $\left\langle \frac{d\Delta^2(\varphi)}{d\beta} \right\rangle_{T=T_c}$, 即可由 Pokrovskii^[20] 给出的推广的 BCS 理论比热公式求出 T_c 处的比热跃变 $\Delta c(T_c)$ 及正常态比热 $c_n(T_c)$.

3 结果与讨论

图 1 至图 3 给出用本文公式所作的数值计算的结果. 计算中取 $\omega_0 = 30 \text{ meV}$, $t = 250 \text{ meV}$ ^[23], $V = 100 \text{ meV}$. 各向异性参量 y 定义为

$$y = a - b. \quad (22)$$

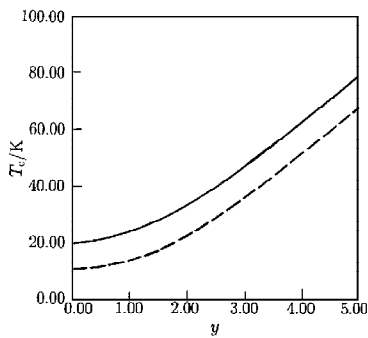


图1 T_c 与 y 的关系 δ 为 Van Hove 奇点与费密能的间距; 实线为 $\delta = 0$ meV; 虚线为 $\delta = 20$ meV

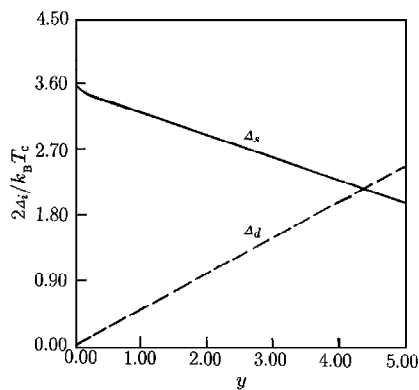


图2 $2\Delta_i/k_B T_c$ 与 y 的关系

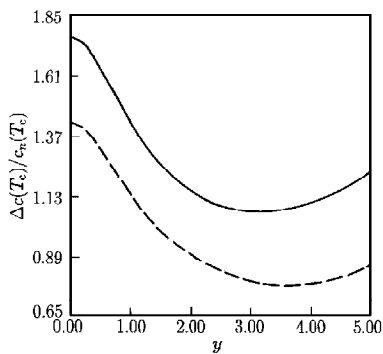


图3 $\Delta c(T_c)/c_n(T_c)$ 与 y 的关系

令各向同性情况下(即 $y=0$ 时)的 T_c 为 20.53 K, 定出 $W_{iso} = 125$ meV. Monod 和 Maki^[9] 由 $\Gamma(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$ 定出在自旋单态配对下各向异性参量 y 应满足关系: $0 \leq y \leq 6.1154$. 考虑到我们所取的参数与文献[9]略有不同, 我们限制 y 的取值范围为 $0 \leq y \leq 5$.

由图 1 可见, 无论 δ 为零或不为零, 随各向异性参量 y 增大, T_c 都很快增高; 当 $\delta=0$ 时(即 Van Hove 奇点与费密能重合时), 能得到更高的 T_c ; 而当 $\delta \neq 0$ 即奇点偏离费密能时, T_c 就降低. 随 y 增大, 图 1 中两条曲线的距离几乎保持不变, 这意味着各向异性和 Van Hove 奇异性对于增高 T_c 的作用几乎是独立的, 不存在相互“干涉”的现象.

图 2 给出 $\delta=0$ 时零温能隙的计算结果. 当 $\delta \neq 0$ 时除在靠近 $y=0$ 的区域对 Δ_s 略有影响外, 其他区域内两种情况下的曲线几乎一样. 由图 2 可见, 随着各向异性参量 y 增大, Δ_s 几乎呈线性减小, Δ_d 则呈线性增大, 可近似表示为

$$\begin{aligned} 2\Delta_s/k_B T_c &= 3.58 - 0.316 y, \\ 2\Delta_d/k_B T_c &= 0.504 y. \end{aligned} \quad (23)$$

由(5)式可知, 能隙最大值 Δ_M 可用下式表示^[9]:

$$\Delta_M = \Delta_s + |\Delta_d|. \quad (24)$$

假如将(23)式外推到 $\Delta_s = 0$, 则可得 $2\Delta_M/k_B T_c = 2\Delta_d/k_B T_c \approx 5.71$. 这落在高温超导体 $2\Delta_M/k_B T_c$ 为 4—8 的实验值范围内^[24—26].

图 3 给出 $\Delta c(T_c)/c_n(T_c) (=R_2)$ 的数值计算结果. 由图 3 可见, Van Hove 奇异性有利于增大 R_2 值, 而各向异性则倾向于减小 R_2 值. 随着 y 增大, 即 d 波成分增加, R_2 先是较快地减小, 然后增大. Won 和 Maki^[21] 及 Chi 和 Carbotte^[27] 关于 d 波超导电性的计算结果也表明, d 波对称性下 R_2 值约为 0.8, 小于各向同性 s 波(即 BCS 理论)的值 1.43. 这与本文的结果一致. 至于 R_2 在 y 大时有所增大, 可能与 Van Hove 奇异性的作用有关. 图 3 表明当 $\delta=0$ 时, R_2 随 y 增大而增大的趋势较显著; 而当 $\delta \neq 0$ 即奇点偏离费密能时, R_2 随 y 增大的趋势就变缓.

综上所述, 本文用所提联合模型系统地研究了在 $s+d$ 混合波对称性下, 准粒子配对

作用各向异性与 Van Hove 奇点的联合效应. 主要得到三方面有意思的结果: (1) Van Hove 奇异性和准粒子配对相互作用的各向异性都能显著地增高 T_c 值, 且两者基本不存在“干涉”现象. (2) 各向异性的准粒子配对相互作用自然导致序参量的 d 波成分; 当此各向异性增加时, d 波成分也增加. 另外, 注意到高温超导体的 $2\Delta(0)/k_B T_c$ 实验值为 4—8, 从本理论看来, 这预示着在这些材料的 $s+d$ 混合波中 s 波的权重远小于 d 波权重. 这至少是初步的、有启发意义的结果. (3) 在联合模型中, Van Hove 奇异性具有使比值 $\Delta c(T_c)/c_n(T_c) (\equiv R_2)$ 增大的作用, 而 d 波成分的引入则倾向于使这一比值减小, 这就使得 R_2 值有一相当宽的变化范围 (参见图 3). 由此理论可以预期, 各具体超导材料各向异性的不同, 将引起 R_2 值各异, 而绝不能总按经典 BCS 比值的观念来看待这一问题; 同一材料而不同掺杂水平时也会引起 δ 及各向异性的变化, 从而产生 R_2 值的变化. 这和 Wade 等^[28]的实验是对应的.

当前在研究不同对称性下 Van Hove 奇点效应问题时, 更进一步的理论研究方法受到几方面因素的限制, 因而作为初步探讨时多采取类 BCS 方案进行^[6-19, 21]. 这些困难因素是: 一是实验和理论对实际高温超导材料中, 广延马鞍点的特征仍在探查之中; 二是因导致高温超导的电子间相互作用本源尚未明朗, 若采用 Eliashberg 近似处理时, 如何具体处理其库仑关联高阶散射的顶角修正尚成问题. 因而本文同当前各文献^[6-19, 21]一样, 仍在 BCS 框架内作初步探讨. 诚然, 这种方法不宜被用于定量描写高温铜氧化物超导体, 但不排除作一些定性尝试, 甚至得到一些与这方面实验定性相似的行为.

4 结 论

通过对本文提出的联合模型的系统研究表明, Van Hove 奇异性和准粒子配对相互作用的各向异性都能显著地提高 T_c , 各向异性能自然地导致序参量的 d 波成分. 联合效应模型下的超导电性与经典的 BCS 理论完全不同, 在定性上与高温超导体的实验有相对应的趋势. 这为进一步的研究提供了初步的线索和观念.

本工作得到北京大学计算中心的支持, 特此致谢.

附录 A γ_n 的表达式

$$\begin{aligned}\gamma_1 &= \omega_0 \ln \left| \frac{D^2}{\omega_0^2 - \delta^2} \right| + 2\omega_0 + \delta \ln \left| \frac{\omega_0 - \delta}{\omega_0 + \delta} \right|, \\ \gamma_2 &= d_1 \omega_0^2 \ln \left| \frac{D^2}{\omega_0^2 - \delta^2} \right| + d_1 \omega_0^2 + d_1 \delta^2 \ln \left| \frac{\omega_0^2 - \delta^2}{\delta^2} \right|, \\ \gamma_3 &= d_2 \omega_0^3 \ln \left| \frac{D^2}{\omega_0^2 - \delta^2} \right| + \frac{2}{3} d_2 \omega_0^3 + 2 d_2 \omega_0 \delta^2 + d_2 \delta^3 \ln \left| \frac{\omega_0 - \delta}{\omega_0 + \delta} \right|, \\ \gamma_4 &= d_3 \omega_0^4 \ln \left| \frac{D^2}{\omega_0^2 - \delta^2} \right| + \frac{d_3 \omega_0^4}{2} + d_3 \omega_0^2 \delta^2 + d_3 \delta^4 \ln \left| \frac{\omega_0^2 - \delta^2}{\delta^2} \right|.\end{aligned}$$

附录 B K_{mn} 的表达式

$$\begin{aligned}
\text{令 } g &= \Delta_s - \Delta_d, \quad s = \left(\frac{\Delta_s + \Delta_d}{\Delta_s - \Delta_d} \right)^{1/2}, \\
K_{10} &= \frac{1}{gs}, \quad K_{11} = \frac{1-s}{g(1+s)s}, \\
K_{12} &= \frac{1+s^2}{g(1+s)^2 s}, \quad K_{20} = \frac{1+s^2}{2g^2 s^3}, \\
K_{21} &= \frac{1-s^2}{2g^2 s^3}, \quad K_{22} = \frac{1+2s-2s^2+2s^3+s^4}{2g^2(1+s)^2 s^3}, \\
K_{30} &= \frac{3+2s^2+3s^4}{8g^3 s^5}, \quad K_{31} = \frac{3(1-s^4)}{8g^3 s^5}, \\
K_{32} &= \frac{3-2s^2+3s^4}{8g^3 s^5}, \quad K_{40} = \frac{5+3s^2+3s^4+5s^6}{16g^4 s^7}, \\
K_{41} &= \frac{5+s^2-s^4-5s^6}{16g^4 s^7}, \quad K_{42} = \frac{5-s^2+31s^4+37s^6}{16g^4 s^7}.
\end{aligned}$$

- [1] W.N.Hardy *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **70**(1993), 3999.
- [2] H.Ding *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **74**(1995), 2784.
- [3] J.Ma *et al.*, *Science*, **267**(1995), 862.
- [4] K.A.Müller, *Nature*, **377**(1995), 133.
- [5] R.C.Yu *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **69**(1992), 1431.
- [6] M.T.Béal-Monod and O.T.Valls, *Physica*, **C235—240**(1994), 2145.
- [7] O.T.Valls and M.T.Béal-Monod, *Phys. Rev.*, **B51**(1995), 8438.
- [8] M.T.Béal-Monod and O.T.Valls, T_c Enhancement Due to Anisotropy in the Pairing Interaction, preprint (1995).
- [9] M.T.Béal-Monod and K.Maki, Gap and Density of States in Anisotropic $s+d$ Wave Superconductor Models, preprint (1995).
- [10] H.C.Gupta, *Solid State Commun.*, **82**(1992), 559.
- [11] H.Fröhlich, *Proc. Roy. Soc. (London)*, **A215**(1952), 291.
- [12] J.Labbé and J.Bok, *Europhys. Lett.*, **3**(1987), 1225.
- [13] J.Force and J.Bok, *Solid State Commun.*, **85**(1993), 975.
- [14] J.Friedel, *J. Phys.*, **48**(1987), 1787.
- [15] C.C.Tusei *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **69**(1992), 2134.
- [16] D.Y.Xing, M.Liu and C.D.Gong, *Phys. Rev.*, **B44**(1991), 12525.
- [17] S.Sarkar, S.Basu and A.N.Das, *Phys. Rev.*, **B51**(1995), 12854.
- [18] 孙久勋、章立源, 低温物理学报, **18**(1996), 161.
- [19] J.Bouvier and J.Bok, *Physica*, **C249**(1995), 117.
- [20] V.L.Pokrovskii, *Sov. Phys. JETP*, **13**(1961), 447.
- [21] H.Won and K.Maki, *Phys. Rev.*, **B49**(1994), 1397.
- [22] J.Bardeen, L.N.Cooper and J.R.Schrieffer, *Phys. Rev.*, **108**(1957), 1175.
- [23] S.Massidda *et al.*, *Physica*, **C122**(1987), 198.
- [24] Y.Hwu *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **67**(1991), 2573.
- [25] J.E.Demuth *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **64**(1990), 604.

- [26] Y.H.Li, J.L.Huang and C.M.Lieber, *Phys. Rev. Lett.*, **68**(1992), 3240.
[27] H.G.Chi and J.P.Carbotte, *Phys. Rev.*, **B49**(1994), 6143.
[28] J.M.Wade *et al.*, *J. Supercond.*, **7**(1994), 261.

A COMBINATION MODEL OF SUPERCONDUCTIVITY UNDER $s + d$ MIXED WAVE SYMMETRY

SUN JIU-XUN ZHANG LI-YUAN

(*Department of Physics, Peking University, Beijing 100871*)

(Received 9 January 1996)

ABSTRACT

Under the symmetry of the $s + d$ mixed waves, a model is proposed which accounts for the combined influence of two factors on superconductivity. The first factor is the anisotropy of the pairing interaction between electrons, and the second is the Van Hove singularity in the two dimensional electronic structure. The theoretical results show that both the Van Hove singularity and the pairing interaction anisotropy are important factors to enhance T_c . The anisotropic pairing interaction naturally leads to the d -wave component. As this anisotropy strengthens, the d -wave component increases. The fairly high ratio of $2\Delta(0)/k_B T_c$ of the high- T_c superconductors may be due to the fact that the weight of the s -wave component is far smaller than the weight of the d -wave component. The specific heat jump at T_c in our combination model is completely different from the classical BCS theory.

PACC: 7420F; 7430; 7440