

同理,用频域法加强边缘,抽取轮廓也是在频域中选合适的 $H(u, v)$ 函数,实际上作一个高频通过型滤波器突出边缘,抽取轮廓此处不多讲了。

九、灰度窗口处理——等值线绘制

这是一种常用的图象处理方法,它可以在灰度级分成几百级至几千级的图象中任意抽出某一级灰度或某一段灰度的图象拿出来显示。这好比把灰度范围开一个窗口,窗口可大可小,使通过窗口的灰度范围显示出来。因为同一种材料、同一种物质,其灰度级相等的可能性比较大,因此突出某一级灰度不但能突出该物质而且还便于计算形状的轮廓周长和面积。这种方法用于区分显微镜细胞,区分放射尘埃,以及冶炼中金相分析判断合金质量等。

用计算机作灰度窗口处理只需加一些简单的硬件,我们以灰度从 0—255 级的图象为例,通过窗口后

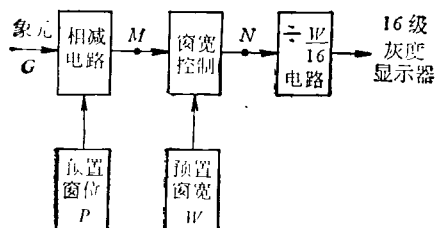


图 10 灰度窗口处理电路

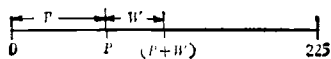


图 11 灰度窗口示意图

以 16 级灰度来显示的电路如图 10 所示。图中象点是逐个进入此电路进行处理。原来图象各象点是随机地出现 0—255 级之间任一级灰度。如果我们感兴趣的是在某一灰度 P 以上的一段灰度 W 拿出来用 16 级灰度显示,此时 P 称为窗位, W 称为窗口。灰度窗口示意图见图 11。在图 11 中看出只允许落在 W 当中的象点 G 才能通过此电路去显示。参看图 10, 每一个象点 G 串行依次进入相减电路与预置窗位相减, M 点信号为 $(G - P)$, 但不一定落在 W 当中, 经窗宽控制到达 N 点的信号, 这个信号为 $(G - P)$, 并恰好落在 W 当中。由于最后用 16 级灰度显示, 故再除一个比例因数 $\frac{W}{16}$, 输出到 16 级灰度显示器上去。也可以送到用 16 种人工指定的彩色显示, 称为伪彩色显示。当用伪彩色 16 级显示器时, 如 $W = 16$, 则恰好每一种颜色表示一级灰度, 显出等灰度线。灰度窗口可以用于模式识别中的灰度分割。

本文介绍了与科学实验密切相关的数字图象处理方法的原理。其它较专门的图象处理技术请参阅有关文献。

参 考 文 献

- [1] R.C.Gonzalez, P.Wintz "Digital Image Processing", Addison-Wesley Reading, (1977).
- [2] H. C. Andrews, "Tutorial and Selected Papers in Digital Image Processing", N. Y. IEEE, (1978).
- [3] B. R. Hunt, *PIEEE*, 64-4(1975), 693.
- [4] K. S. Fu, A. Rosentfeld, *IEEE Trans on Computers*, C-25-12, (1976), 1336.
- [5] 日本物理学会, 计算机による物理実験データ処理, サイエンス社, (1974), 81.
- [6] 森健一, 电子通信学会誌, 50-11, (1976), 1201.
- [7] D. A. O'Handley, W. B. Green, *PIEEE*, 60-7, (1972), 821.

高临界温度超导体的探索

吉光达 赵忠贤

(中国科学院物理研究所)

本文将在[1], [2]的基础上进一步介绍探索高温超导体的有关问题。第一节介绍电子-声子机构的有关问题。第二节介绍界面超导性、非晶态材料超导性和颗粒超导性等一些目前感兴趣的问题。第三节介绍激子超导性。第四节介绍其它新机构。

一、电子-声子机构超导性

关于超导电性的理论是基于如下认识: 金属中处于费密面附近具有相反动量和自旋的两个电子, 由于和晶格之间相互作用而互相吸引, 形成电子对, 结果在临界温度 T_c 之下金属呈超导电性。因为晶格振动是

以量子化的声子形式存在的,因此这种机构叫电子-声子机构。

通常用 Элиашберг 方程描述 T_c (见 [1] 的(5.1)(5.2)式)。可是因为这是一组联立积分方程,只能用计算机求数值解,不能看出材料参数对 T_c 的影响。为了更直观地研究这个问题,McMillan^[2] 和 Allen Dynes^[3] 分别提出了 T_c 的经验公式(见 [1] 的(11),(17)式),得到了提高 T_c 的一些途径。根据已有的实验结果,Allen, Dynes 指出,对强耦合超导体,增大 $\eta = N(0) \langle I^2 \rangle = M \lambda \langle \omega^2 \rangle$ 可能是提高 T_c 的主要途径。式中 η 为 Hoptfield 参数, $N(0)$ 是费密面上单位能量间隔内的电子状态数,即态密度。 $\langle I^2 \rangle$ 为平均电声子相互作用矩阵元, M 为原子质量, λ 为质量增强因子,它是电声子作用强度的一种表示。

$$\lambda = 2 \int_0^\infty \frac{d\omega}{\omega} \alpha^2 F(\omega),$$

$$\langle \omega^2 \rangle = \frac{2}{\lambda} \int_0^\infty \frac{d\omega}{\omega} \omega^2 \alpha^2 F(\omega),$$

$\alpha^2 F(\omega)$ 为有效声子谱, $F(\omega)$ 为声子谱, $\langle \omega^2 \rangle$ 是声子谱重心的一种表征。

此外, Bergmann, Rainer 考查了 $\delta T_c / \delta \alpha^2 F(\omega)$ ^[4], 他们指出只有当 $\delta T_c / \delta \alpha^2 F(\omega)$ 的峰与 $\alpha^2 F(\omega)$ 的峰位置重合时才能得到最高的 T_c 。因此有效声子谱 $\alpha^2 F(\omega)$ 形状的变化也可使 T_c 提高。由于所有频率处 $\delta T_c / \delta \alpha^2 F$ 恒为正,考虑到在 $\delta T_c / \delta \alpha^2 F$ 极大值处 $\alpha^2 F(\omega)$ 的变化对 T_c 影响最大,因此维持 $\alpha^2 F(\omega)$ 峰与 $\delta T_c / \delta \alpha^2 F$ 峰重合,同时维持 $\alpha^2 F(\omega)$ 的面积 $A_0 = \int_0^\infty \alpha^2 F(\omega) d\omega$ 不变,但使 $\alpha^2 F(\omega)$ 峰变窄, T_c 还可提高。图 1 表明这

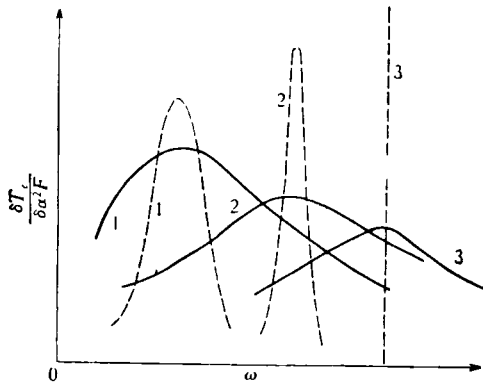


图 1 $\alpha^2 F(\omega)$ 宽度变窄,并使 $\alpha^2 F(\omega)$ 峰位置处于 $\delta T_c / \delta \alpha^2 F$ 曲线极大值处, T_c 可进一步提高

种情况。图中实线代表 $\delta T_c / \delta \alpha^2 F$, 虚线代表 $\alpha^2 F(\omega)$ 。当由曲线 1 变为 2 时,根据上面的分析, T_c 还可提高。在极限情况下, $\alpha^2 F(\omega)$ 的宽度变为零,成为 Einstein 谱如图 1 中曲线 3 所示,此时 T_c 应提高。这就是当有效声子谱面积 A_0 不变时,谱型变化得到的 T_c 上限。

Leavens 由数值解得到这个上限值^[6]为

$$T_{c \max} = 0.2309 A_0. \quad (1-1)$$

相应的有效声子谱为

$$\alpha^2 F(\omega) = A_0 \delta(\omega - \omega_E^*). \quad (1-2)$$

该谱的峰位置 ω_E^* 应与 $\delta T_c / \delta \alpha^2 F$ 峰重合,这要求

$$\omega_E^* = 1.750 A_0. \quad (1-3)$$

以上是库仑赝势 $\mu^* = 0$ 的情况。当 $\mu^* \neq 0$ 时情况类似只是(1)式的常数应为 μ^* 的函数。

Allen 和 Dynes 还指出 T_c 增高时, $\delta T_c / \delta \alpha^2 F$ 变小。因此对高 T_c 材料,使有效声子谱适当软化或硬化来提高 T_c , 效果并不显著。图 2 是 Pb 谱的结果。可以看到随着 T_c 的增高,不但 $\delta T_c / \delta \alpha^2 F$ 峰的位置不断向高端移动,而且其幅值不断减小。这表明 T_c 对谱型的变化越来越不敏感。

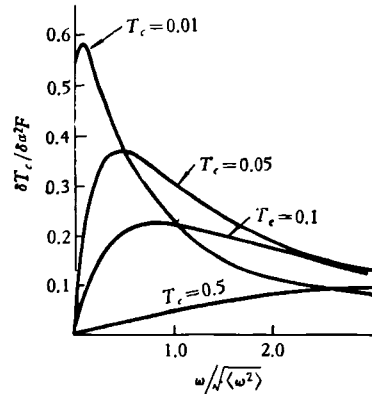


图 2 四个不同 T_c 值时 $\delta T_c / \delta \alpha^2 F - \omega / \sqrt{\langle \omega^2 \rangle}$ 曲线的变化情况, Pb 谱 $\mu^* = 0.1$ ^[4] (注意当 T_c 增加时 $\delta T_c / \delta \alpha^2 F$ 的幅度减小,图中 T_c 代表比值 $T_c / \sqrt{\langle \omega^2 \rangle}$)

以上讨论都是基于 Элиашберг 方程的数值解或一些实验结果。可以设想如果能将该方程严格解出来,则 T_c 和 $\alpha^2 F(\omega)$ 的关系将能更正确的反映出来。作者之一和他的合作者在虚能量表象找到了 Элиашберг 方程的一个级数解^[7-9],其形式为

$$T_c = \frac{0.18273}{(1 + 2.45 \mu^*)^{1/2}} \sqrt{\lambda \langle \omega^2 \rangle}$$

$$\times \left\{ 1 - 0.34336 \frac{\langle \omega^4 \rangle}{\langle \omega^2 \rangle} \frac{(1 + 2.80 \mu^*)}{\lambda} \right.$$

$$+ \left[0.2547(1 + 2.6 \mu^*)^2 \frac{\langle \omega^6 \rangle}{\langle \omega^2 \rangle^3} \right. \\ \left. - 0.2915(1 + 2.8 \mu^*)^2 \frac{\langle \omega^8 \rangle}{\langle \omega^2 \rangle^4} \right] \frac{1}{\lambda^2}$$

$$+ \left[-0.196 \frac{\langle \omega^8 \rangle}{\langle \omega^2 \rangle^4} + 0.615 \frac{\langle \omega^4 \rangle \langle \omega^6 \rangle}{\langle \omega^2 \rangle^3} \right. \\ \left. - 0.420 \frac{\langle \omega^4 \rangle^3}{\langle \omega^2 \rangle^6} \right] \frac{(1 + 2.7 \mu^*)}{\lambda^3} + \dots \left. \right\} \quad (2)$$

从(2)式可以看出当 $\lambda \rightarrow \infty$, $\mu^* = 0$ 时, $T_c \rightarrow$

$0.1827\sqrt{\lambda\langle\omega^2\rangle}$, 这恰是 Allen 和 Dynes 的结论。这表明 $\lambda\langle\omega^2\rangle$ 越大的材料 T_c 越高。注意到

$$\lambda\langle\omega^2\rangle = 2 \int_0^\infty \alpha^2 F(\omega) \omega d\omega, \quad (3)$$

为了提高 $\lambda\langle\omega^2\rangle$ 值, 要求声子谱硬化。此外, 如果在 $\alpha^2 F(\omega)$ 曲线的高频段出现一个局域模, 也可使 $\lambda\langle\omega^2\rangle$ 增加, 可望提高 T_c 。现已知 PdH_x , 当 $x \sim 1.0$ 时, $T_c = 9.4\text{K}$, 而对于 PdD_x , T_c 可达 11K 。隧道测量表明由于轻元素原子 H 或 D 的存在, 使得在 $\alpha^2 F(\omega)$ 的高端出现一个局域模如图 3 所示。已知 Pd 是不超导的, 若干作者将 PdH_x 或 PdD_x 的 T_c 很高归因于这个光学模的存在, 可惜由于有关的声子谱数据精度太低, 目前还不能由此得到定量的结论。类似的化合物 Th_2H_3 , Th_2D_3 的 T_c 也很高 ($\sim 8.5\text{K}$), 也有人将 T_c 的提高归因于电子-光频声子的相互作用, 作者之一及其合作者也曾将超导体分为两类^[10], 其分界线由 (2) 式的收敛半径 λ 决定。 $\lambda < \lambda_c$ 的超导体属 A 类, 其 T_c 行为由指数型的公式描述(形式如 McMillan 公式, 但系数可能需要适当调整); $\lambda > \lambda_c$ 的为 B 类, 其 T_c 行为由 (2) 式描述。

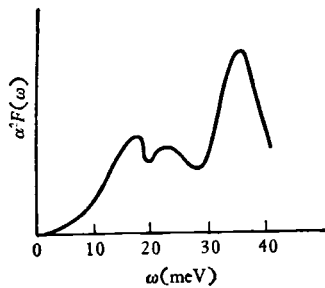


图 3 $\text{PbD}_{0.63}$ 的 $\alpha^2 F(\omega) \sim \omega$ 曲线。
注意在高频端有一光学模存在

显然对于 A 类材料 λ 起主要作用, 而 B 类材料的 T_c 主要由 $\lambda\langle\omega^2\rangle$ 决定。表 1 举出若干材料为例。晶态的 Sn 与微晶态的 Sn 都属于 A 类, 当将 Sn 作成微晶后尽管 $\lambda\langle\omega^2\rangle$ 降低了, 但因 λ 增高了, 故 T_c 增高; 而 Pb (晶体) 及 Pb-10%Cu (非晶) 同属 B 类, 虽然 Pb-10%Cu 较 Pb 的 μ_c^* 减小, λ 增高, 但因为 $\lambda\langle\omega^2\rangle$ 降低了, 因此 T_c 仍降低。这表明 A 类及 B 类材料的 T_c 行为不同。图 4 及图 5 给出 A 类及 B 类材料 $T_c \sim \lambda$ 及 $T_c \sim \sqrt{\lambda\langle\omega^2\rangle}$ 曲线。图中清楚地表明 A 类及 B 类材料的 T_c 行为分别由 λ 及 $\lambda\langle\omega^2\rangle$ 决定。有人^[10]分析了 A 类及 B 类材料

表 1 A 类材料与 B 类材料不同的 T_c 行为

	$T_c(\text{K})$	λ	μ_c^*	$\langle\omega^2\rangle(\text{meV})^2$	$\lambda\langle\omega^2\rangle(\text{meV})^2$
Pb(晶体)	7.2	1.66	0.12	25.8	42.8
Pb-10%Cu(非晶)	6.5	2.16	0.04	16.7	36.1
Sn(晶体)	3.6	0.70	0.12	108	75.6
Sn-10%Cu(非晶)	4.5	0.84	0.07	86.5	72.7

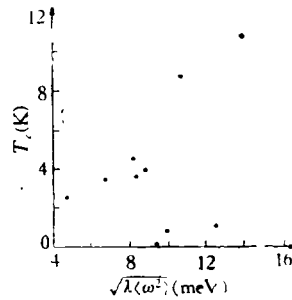
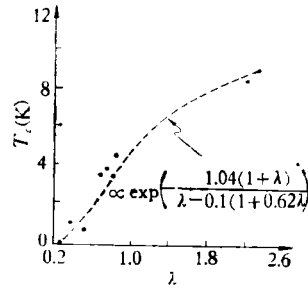


图 4 A 类超导体 $T_c \sim \lambda$ 及 $T_c \sim \sqrt{\lambda\langle\omega^2\rangle}$ 曲线的比较, 可以看出 T_c 随 λ 增加而单调增加, 但 T_c 与 $\sqrt{\lambda\langle\omega^2\rangle}$ 之间没有一定的规律性^[10]

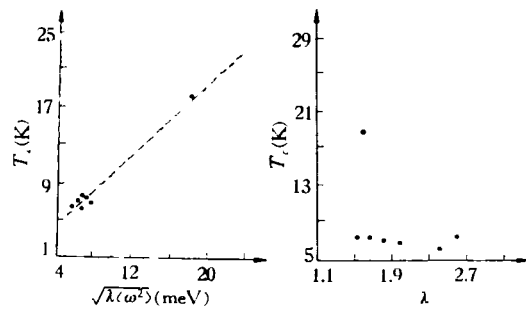


图 5 B 类超导体 $T_c \sim \lambda$ 与 $T_c \sim \sqrt{\lambda\langle\omega^2\rangle}$ 曲线的比较(与图 4 比较, 可见 T_c 主要由 $\sqrt{\lambda\langle\omega^2\rangle}$ 决定, T_c 与 λ 之间没有一定的规律性^[10])

的能隙数据, 如图 6 所示。可以看出 A 类及 B 类材料的能隙值 $\Delta^{(1)}$ 也遵从不同的规律, 这进一步证明强耦合超导体分成 A 类及 B 类是合理的。当谱型不变而 λ 增加时, A 类材料的 T_c 增加, 直到 $\lambda > \lambda_c$, 材料由 A

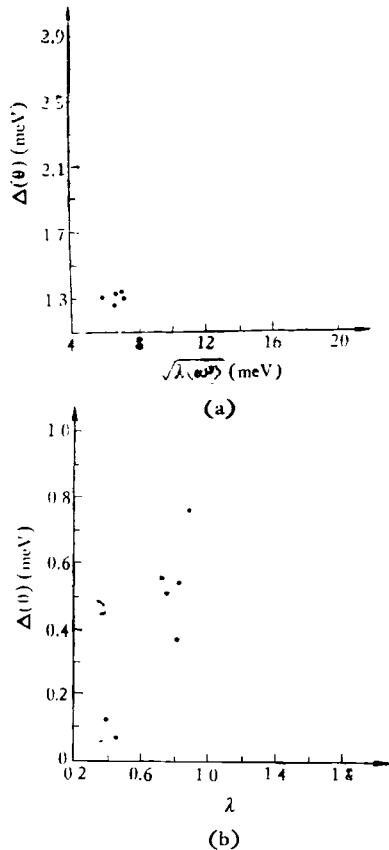


图 6 (a)为B类超导体能隙 $\Delta(0)-\sqrt{\lambda\langle\omega^2\rangle}$ 关系; (b)为A类超导体能隙 $\Delta(0)-\lambda$ 关系; 两者均有明显的规律性. 反之, B类超导体 $\Delta(0)$ 与 λ 之间或A类超导体 $\Delta(0)$ 与 $\sqrt{\lambda\langle\omega^2\rangle}$ 之间均没有规律性

类进入B类, T_c 将由 $\lambda\langle\omega^2\rangle$ 决定. 因此, 任何一种超导材料的 T_c 上限由 $\lambda\langle\omega^2\rangle$ 决定.

最近 Leavens 从 Элиашберг 方程出发讨论 $\alpha^2F(\omega)$ 对 T_c 的影响. 他得到的结论如下^[11]:

(1) 当给定有效声子谱各次矩时, 以 Einstein 谱 (1-2) 的 T_c 最高, 这发生在 ω_B^* 的位置与 $\delta T_c / \delta \alpha^2 F(\omega)$ 的极值点重合的情况下.

(2) 给出了两个 T_c 上限表达式 ($\mu_B^* = 0$)

$$T_c \leq 0.231, A_0 \leq 0.1155 \lambda^{1/2} (\eta/M)^{1/2};$$

$$T_c \leq 0.183, (\eta/M)^{1/2} (1 - 0.370/\lambda).$$

前者当 $\lambda = 1.14$ 时取等号, 后者当 $\lambda \rightarrow \infty$ 时取等号. 对通常大多数超导体 ($\lambda < 2.5$), 第一式是一个更强的限制, 因此他认为, 有效声子谱面积 A_0 是决定 T_c 的最重要参量; 而对较弱耦合的一类超导体, λ 是最重要参量; 对耦合极强的超导体, $\eta/M = \lambda\langle\omega^2\rangle$ 是最重要参量. $\mu_B^* \neq 0$ 时有类似的结论.

按照 Leavens 的意见, 大多数超导体决定 T_c 的是 A_0 而不是 $\lambda\langle\omega^2\rangle$. 但是由图 4, 5 可见, 对B类材料,

$T_c - \lambda\langle\omega^2\rangle$ 的规律性是很明显的. 如果绘出 $T_c - A_0$ 曲线如图 7 所示, 可以看到实验点没有明显的规律性, 这似乎表明, 反映材料性质的更合适的参量是 λ 或 $\lambda\langle\omega^2\rangle$, 而是 A_0 . 作者之一及其合作者对此作了进一步讨论, 见参考文献 [11].

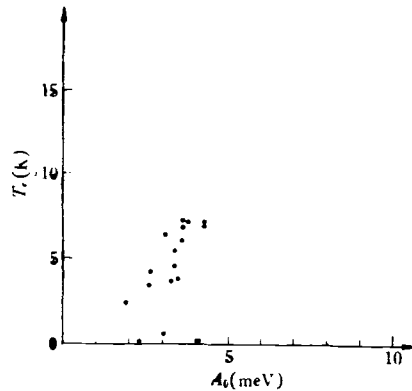


图 7 T_c 与有效声子谱面积 A_0 之间并无明显规律性

由于 $\eta/M = \lambda\langle\omega^2\rangle$ 是决定 T_c 的重要参量, 因此有许多作者企图从理论上估计 η 值. 最近已经比较严格地算出 η 值^[12].

由 $\eta = N(0)\langle I^2 \rangle$ 可知, 提高费密面态密度 $N(0)$ 可以增加 η . 有些材料 (如 V, Si) 加高压后, 可使 T_c 提高, 可能是 $N(0)$ 变化所致. 但是高 $N(0)$ 值不足以保证 T_c 高. 例如 Nb 的氧化物 $N(0)$ 很大, T_c 却很低; NbC ($T_c \sim 11.1$ K) 中 C 的空位超过 15% 时, T_c 也降低, 这因当 Nb 的 d 电子与 C 的 p 电子轨道杂化形成共价键时, 可增大电子-声子作用矩阵元 $\langle I^2 \rangle$, 并使声子谱软化, 从而增加 T_c . 但在 NbO_x 或有空位的 NbC_x 中此种杂化减少, 从而降低了 T_c . 类似的 p-d 杂化机构也解释了 Nb₃Ge 非晶态膜 T_c 的降低.

如上所述, Элиашберг 方程本身并没有给出 T_c 的上限. 由于 λ 很大时, $T_c \rightarrow 0.1827 \sqrt{\lambda\langle\omega^2\rangle}$, 似乎如能无限制地提高 $\eta/M = \lambda\langle\omega^2\rangle$, T_c 总可以增加. 事实上 η 不能无限增加. Gomersall 等得到如下公式描述电子-声子作用导致的声子谱软化:

$$\langle\omega^2\rangle_0 \simeq \langle\Omega^2\rangle_0 - \frac{4}{3} \omega_c N_{b_s}(0) \eta/M, \quad (4)$$

Ω 是未重整化的裸声子频率, ω_c 是声子截断频率, $N_{b_s}(0)$ 是费密面上单电子自旋态密度, $\langle \rangle_0$ 代表对第一布里渊区平均. 由 (4) 可见, 当 $\eta/M = 3\langle\Omega^2\rangle_0 / 4\omega_c N_{b_s}(0)$ 时将发生软模相变. (4) 式确定了不发生结构相变的 η 值上限. 事实上不发生相变的 η 值还要小一些, 因为只要有一个声学支软化, 即可发生相变. 如果不考虑结构不稳定性, 仅考虑电子-声子相互作用, η 值也可能有一个本征上限, 也许与材料中能带的杂化程度有

关^[13]。

二、关于颗粒、界面及非晶态超导性

目前对于颗粒(或薄膜)超导性,界面超导性及非晶态超导性有广泛的兴趣,这可能基于以下原因:

1. 颗粒(或薄膜)超导体由于表面声子软化或电子-声子作用的加强,有可能获得较高的临界温度。例如大块 Al 的 T_c 为 1.19K, Al 膜则为 5.7K。类似的 Sn 膜由 3.6K 上升到 6.8K, 而 Be 膜甚至可由 0.026K 上升到 9.5K。此外,由于颗粒表面自旋-轨道散射的加强,有可能使 H_c 提高,这有很大实际意义。

2. 非晶态超导性是一个较新的领域,随着液相及气相淬火技术的发展,引起了广泛的兴趣。

3. 界面超导性很早就引起了注意。特别是有人预言可能出现激子超导性,从而大幅度提高 T_c 。

这三个领域又是互相关联的。气相淬火制成的薄膜多半是非晶态膜。小颗粒中 5 \AA 左右的表面层是高度畸变的,对于元素情况大约可近似视为非晶态层。液相淬火制成的第二相小颗粒,嵌在母相内会产生某种界面超导性。而激子机构大概要通过层状结构或颗粒状结构来实现。如果作成复合粒子,则可能同时具有上述三个特点,即本身是小颗粒,表层可能接近于非晶态,同时又有某种界面超导性。

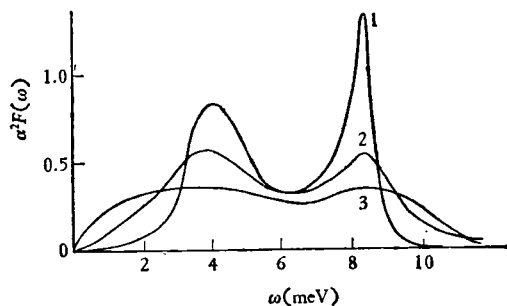


图 8 晶态 Pb(1), 微晶态 Pb(2) 及非晶态 Pb-10%Cu 合金的 $\alpha^2 F(\omega) \sim \omega$ 曲线

非晶态的显著特点是 $\alpha^2 F(\omega)$ 向低端移动(即声子谱软化)。如前所述,在某些情况下,这可能提高 T_c 。图 8 给出晶态,微晶态 Pb 及非晶态 Pb-10%Cu 的 $\alpha^2 F(\omega)$ 曲线^[14],可见非晶态的 $\alpha^2 F(\omega)$ 峰变矮、变宽,同时低端升高,因此,多数非过渡金属非晶态材料的 λ 较晶态的值高。这主要因为非晶态材料失去了周期结构,电子的跃迁不再服从动量守恒,这样在电子-声子相互作用过程中,有关的跃迁过程可在更大的相空间发生,使得电子-声子作用加强,导致了 $\alpha^2 F(\omega)$ 在低频端的增加。

但是非晶态与电子-声子耦合的关系至今仍不清

楚。但看来,非晶态与强耦合似乎没有一定的关系。

软金属(Al, Zn, Sn, In 等)作成颗粒状超导体或薄膜后,处于自由表面附近的原子因为晶格振动力常数减小,振动频率变低,垂直于表面的振幅加大。由于表面声子软化的结果, λ 增加, T_c 也增加。费密面密度 $N(0)$ 的变化也可能导致 λ 增加(如 Be 膜)。此外,冷底板淀积的非晶态膜,除表面效应外,还有非晶态效应的影响。至于过渡元素 T_c 的变化主要是 $N(0)$ 的变化所致,也应考虑表面对晶格振动的影响。

对于颗粒状超导体最近提出了壳层模型^[15],假定元素小颗粒 5 \AA 的表层为非晶态,内部为周期的晶格结构,构成复合系统。这个模型解释了 In Sn Pb 小颗粒的 T_c 行为。预计 NbCl 结构的 NbC, NbN 小颗粒其 T_c 有可能超过 20K。

邻近效应早就引起了人们的注意。Cohen 和 Douglass 设想过一个机构:两块超导体中间夹一介电层,分别来自两个超导层中的电子可形成电子对。由于介电层的存在,减弱了库仑排斥作用,等效于增加电子-声子吸引作用,因此可提高 T_c 。用此模型解释了 Al-Al₂O₃-Al 多层膜的 T_c 可由大块 Al 的 1.2K 提高到 4.5K。后来发现去掉介电层后 T_c 也可提高,因此 Cohen-Douglass 机构也许是不必要的。可能因为多层膜有微粒结构,微粒表面声子软化使 T_c 提高。此种机构一般只能使软金属 T_c 提高,而对过渡金属或强耦合材料, T_c 变化不大或有所降低。可能是因为界面附近电子的反射降低了 T_c ,也可能因为界面处存在有杂质局域态,与导带交迭引起导带电子共振散射,使 T_c 降低。最近主要研究半导体或电介质复层的影响及强耦合超导体的邻近效应。目前研究较多,主要是希望发现激子超导性。

三、激子超导性

1. 一维超导性

Little 于 1964 年建议了一种新的可能的超导机构:假如有一个长的链状结构材料,它有许多由可极化分子组成的侧链。当电子在主链上运动时,可与极化分子之间交换激子。和电子之间交换声子可形成电子对类似,此时也可形成电子对产生超导性故称为激子超导性。Little 当时建议的材料有一条长的共轭有机分子主链,它有交替的单键和双键作为电子的通路,同时也有一些规则排列的具有正电荷的可极化侧链如

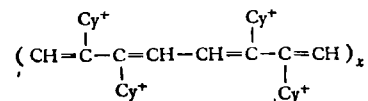


图 9 Little 设想的一维链状高临界温度超导体

图9所示,其中Cy基是一种青色染料分子(Cyanine dye)。如果估计电子的净吸引作用为 -2eV 费密面态密度为0.2,则 T_c 可达2200K。

对此种机构,理论上有两个争论之点。首先,由于一维系统有很强的涨落效应,超导所需的长程有序是否能存在? Forrell, Matus, Lieb, Rice, Hohenberg 等证明了在一维和二维系统内,由于热力学涨落效应的存在,不可能出现超导所要求的非对角长程有序。但也有相反的意见。Бычков 等认为一维系统中不能采用电子对波函数和 G-L 方程,此时可出现由两个电子及两个空穴的凝聚而造成的超导性。此外,在成对的一维细丝中,由于相邻细丝间的耦合,可以抑制涨落现象,从而使超导有可能出现。Little, Langer, Дзялошинский 等讨论了各种机构,认为尽管在一维系统中不存在非对角长程有序,仍可能有某种形式的超导性。

第二个争论之处是:此种机构是否可产生足够的吸引力以形成电子对?例如Келдыш 认为电子与极化侧链的耦合过强,导致结构不稳定性而不超导。Paulus 认为在电子-声子机构中由于晶格原子质量大,运动较慢,有推迟效应,因此可产生屏蔽库仑作用,从而形成电子对。而在激子机构中不再有推迟效应,因此也没有屏蔽库仑作用,通过激子机构并不能在共轭分子链上形成电子对。但是一些作者对这种模型做了仔细计算,结果表明在适当的有机结构中,这种屏蔽库仑作用仍可能存在,因此仍可产生超导性。例如 Little 计算了一种吡啶——青色染料分子发现激子机构有可能产生吸引作用。

至今未能合成 Little 所建议的那种共轭型链状化合物。此外也企图合成类似结构的材料,但因技术上的困难,进展不大。仅作成了螺旋链状分子(SN) x , $T_c = 0.25\text{K}$,但不是激子型的。最近有人发现在 $(\text{TMT})_2\text{I}_3$ 中磁化率 $\chi-T$ 曲线在25—40K之间呈抗磁转变,电导 σ 在37—90K之间有极大值。有一种解释认为由于1链的作用,TMT链成为一维阵列,产生很强的超导涨落,这种材料看来也是基于电子-声子机构。类似的由涨落引起的抗磁磁化率以前也有发现,如 $(\text{TaS}_2)(\text{吡啶})_{1/2}$ 和 $\text{Nb}_3\text{Al}_{0.75}\text{Ge}_{0.25}$ 。

2. 二维超导性

Гинзбург 建议在金属膜上复以电介质层构成二维系统。当电子在金属层中运动时,可在电介质层中激发起激子来,通过交换激子可形成电子对,产生超导性。一维系统的两个困难在二维系统中并不太严重,因此用二维系统来获得高温超导体也许更有希望。为此,金属膜应足够薄(10—20 Å),两侧复以施主型或受主型半导体材料,介电常数在1—30之间,金属中电子浓度应为 10^{18} — 10^{23}cm^{-3} ,而在半导体中激子能量应为0.03—3eV,带宽0.1—0.3eV。这样的电介质-金属-

电介质夹层可能最有希望。此外,对层状结构也设想了许多模型,可见所引的文献[16]。

为了克服层状结构材料要制备极薄的膜的困难,Гинзбург 建议在电介质中嵌以金属小球,为减少涨落效应的影响,球的尺寸不应太小,但又要使球的大部分体积内的电子能受到电介质影响。因此,小球也不能太大。Овчинников 计算了小球大小与 T_c 的关系,结果表明随球度减小, T_c 应线性增加。

1973年 Allender, Bray, Bardeen 提出一种激子超导机构^[17]。考虑了一个金属层与一个半导体层密切接触,金属的费密面处于半导体能隙中间。由于隧道作用,金属中的电子可进入半导体的能隙中去,并有一定的穿透深度。在半导体中这个电子可激发起电子-空穴对(激子),从而能和另外一个电子形成电子对。这个机构要满足以下条件:(1)要求金属的费密面对着半导体能隙,使得金属中电子既能和半导体中的激子相互作用,又不致进入半导体的导带中而跑掉。还要求两种材料的功函数匹配较好,使界面处半导体能带不致弯曲过甚,影响隧道过程。(2)金属中的电子要在半导体能隙中停留足够长的时间。这要求金属膜足够薄,并需采用窄带半导体如 Ge, In, Sb, Pb, Te 等。此外还要求界面处没有氧化层,以免表面位垒存在,使电子在半导体中的穿透深度减小。(3)要求有足够强的电子-激子相互作用强度 $\lambda_{\text{激子}}$ 。但 $\lambda_{\text{激子}}$ 过大不但是不现实的,也会引起结构不稳定性。数值计算表明,如仅有激子机构起作用,当 $\lambda_{\text{激子}} \leq 0.5$ 时, T_c 不会超过电子-声子机构的 T_c 值。如声子机构与激子机构同时起作用,则 T_c 有大幅度的提高。例如 $\lambda_{\text{激子}} = 0.5, \lambda_{\text{声子}} = 0.4, T_c \approx 40\text{K}; \lambda_{\text{激子}} = 0.57, \lambda_{\text{声子}} = 0.5, T_c \approx 60\text{K}$ 。

有一些实验企图证实 ABB 机构的存在,但未获成功。Tsuei 和 Johnson 研究了 Al-Si, Al-Ge 合金,认为出现了 ABB 机构的超导性,但没有得到普遍承认。此外,有一些实验声称可能获得了激子超导性,但争论很大。理论上也有若干争论之处。总之,对激子机构仍需作深入研究。

最近有人提出^[18],在 Ge, Si 的晶态与非晶态界面上,只要晶态区域与非晶态区域大小适当(25~50 Å)分布均匀,可能出现激子超导电性。

四、其它可能的机构

限于篇幅,我们仅介绍一下非平衡态超导电性。

自从发现 Josephson 效应以来,对各种超导弱连接作了广泛的研究。有一种弱连接叫超导桥,这是一块超导膜,中间有一局部狭窄区(几个微米宽),将超导体分成相互耦合的两部分。在超导桥上发现有微波增强效应(Dayem-Wyatt 效应)。当微波照射到超导桥上

时,如果微波频率小于能隙宽度,直流临界电流可成倍增加,增加的幅度与微波频率有关。此外,还发现有一频率阈值,只有当频率超过该阈值时,才可观测到D-W效应。例如Al桥的阈值为100GHz,Sn桥为1GHz。微波入射时,除了临界电流增加外, T_c 也有提高。例如Sn桥的 T_c 可由3.827K提高到3.838K。D-W效应也在邻近效应桥,一维超导带等其它形式的弱连接中观测到。

对于D-W效应有各种解释^[19]。一种看法认为微波辐照抑制了弱连接处的涨落效应。也有人认为微波辐照在弱连接处产生了准粒子的非平衡分布,从而提高了弱连接处序参数的值。目前普遍接受的看法是Элиашберг提出的,他认为当微波场的频率超过准粒子非弹性散射的弛豫时间倒数时,超导体内准粒子将达到一个稳态的非平衡分布。此种分布引起能隙的增加,使 I_c 及 I_c 同时增加。超过散射弛豫时间的微波频率即相当于频率阈值。按照这一理论应有 $I_c \propto (T - T_c)^{3/4}$,及 $I_c \propto \Delta^4$ 。这一理论基本上与实验符合^[19]。最近有人指出:微波场除了产生准粒子的非平衡分布外,由于光子的存在,使电子-声子相互作用角重整化,结果使电子对作用增强,提高了 T_c 。这一理论可定量说明 T_c 随微波频率的变化。其它玻色子(例如声子)的注入也可以产生类似的效应。有些作者认为激光激发有可能产生较高的 T_c 。辐射场导致 T_c 的提高,虽然目前提高的幅度还不小,但因是一种新机构,值得加以研究。

此外,还有一些可能的新机构,如Гейликман建议的过渡金属化合物轨道杂化和金属-非金属化合物的电子耦合机构,静电场对超导体的影响,表面电荷对 T_c 的影响,有些金属中可能有 p 态电子对的超导性,表面等离子体机构,电子-空穴超导性等。限于篇幅就不讨论了。近年来的评述性文章可见文献[16]。

本文成文过程中与吴杭生、蔡建华、龚昌德、刘福绥等进行了有益的讨论,得到了许多帮助,特此致谢。

参 考 文 献

- [1] 蔡建华,物理,7-2(1978),86.
- [2] 赵忠贤,物理,6-4(1977),211. 自然杂志,2-6(1979)347.
- [3] W. L. McMillan, *Phys. Rev.*, **167**(1968), 331.
- [4] P. B. Allen, R. C. Dynes, *Phys. Rev. B*, **12**(1975), 905.
- [5] G. Bergmann, D. Rainer, *Z. Phys.*, **263**(1974), 445.
- [6] C. R. Leavens, *Solid State Commun.*, **17**(1975), 1499.
- [7] 蔡建华、吴杭生,物理学报, **26**(1977),550.
吴杭生、蔡建华、龚昌德、吉光达、蔡俊道,物理学报, **26**(1977),509.
- [8] 龚昌德、吴杭生、蔡建华、蔡俊道、吉光达,物理学报, **27**(1978),85.
- [9] 蔡俊道、吉光达、吴杭生、蔡建华、龚昌德,物理学报, **28**(1979),393.
- [10] 吴杭生、吉光达,物理学报, **27**(1978),746.
吴杭生,物理学报, **27**(1978),756.
刘福绥,物理学报, **27**(1978),758.
- [11] C. R. Leavens, *J. Phys. F*, **7**(1977), 1911.
吉光达、蔡俊道,低温物理, **1**(1979),75.
- [12] W. H. Butler et al., *Phys. Rev. B*, **14**(1976), 3823.
- [13] 尹道乐、章立源,低温物理, (1979),182.
- [14] G. Bergmann, *Phys. Reports, (Phys. Letters C)* **27C**(1976), 161.
- [15] 赵忠贤、刘福绥、韩汝珊,物理学报, **28**(1979),222.
刘福绥,物理学报, **27-5**(1978),569.
- [16] Y. Ksander, S. Singer, *Advanced Concepts of Superconductivity: A Comparative Review of Soviet and American Research, Part I High-Temperature Superconductivity.* (1974).
- [17] P. Allender, J. Bray, J. Bardeen, *Phys. Rev.*, **137**(1973), 1020.
- [18] 赵忠贤、韩汝珊、韩汝琦、刘福绥,科学通报, (1979), 636.
- [19] T. M. Klapwijk, J. N. Van der Bergh, J. E. Mooij, *J. Low Temp. Phys.*, **26**(1977), 385.

星 系 核 中 的 黑 洞

谢光中

(中国科学院云南天文台)

卢炬甫

(中国科学技术大学天体物理研究室)

黑洞是根据严谨的物理规律预言的一种奇特天体。Laplace在1798年根据牛顿引力理论,Oppenheimer和Snyder在1939年根据广义相对论都预言了黑洞的存在。黑洞是可以依不同途径形成的。三十多年来对黑洞的研究工作,主要集中在晚期恒星的引力坍

缩这样一条途径上。这样形成的黑洞,其质量只比太阳大几倍。近年来,为了解释有关星团、星系核和类星体的一些现象,讨论过极大质量的天体经引力坍缩形成黑洞的途径。例如,Lynden-Bell等^[1,2]基于对类星体空间密度的分析,提出了星系核就是类星体的中