

把化学位移和耦合常数分开,从而便于复杂图谱的解析.例如,图12表示乙基苯的甲基(CH_3)和次甲基(CH_2)的二维 C^{13} 核磁共振J谱.甲基的 C^{13} 是四重峰;而次甲基的 C^{13} 是三重峰.这个图是用图11(b)的方法做出来的,可见 ω_1 轴上只有耦合常数 J 的信息,多重线各子线之间的距离为 $J/2$ Hz;而 ω_2 轴上只包含有化学位移 δ 的信息.

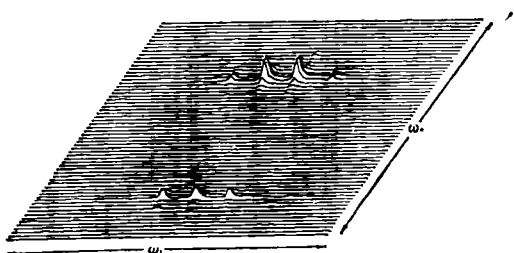


图12 乙基苯的甲基和次甲基的 C^{13} 核的二维J谱

以上重点介绍二维J谱的原理与实验方法做为理解二维傅里叶变换核磁共振波谱学的基础.在这个领域里内容很丰富,发展也很快,除

了二维J谱以外还有固体高分辨二维谱^[9],二维相关核磁共振谱等.最近又出现了三维核磁共振谱.这些方法进一步扩大了核磁共振波谱学的应用范围,特别是对于复杂图谱的解析,固体物质和生物样品的分析,有比较广泛的应用前景.

参 考 文 献

- [1] W. P. Aue, E. Barthold, R. R. Ernst, *J. Chem.*, **64**(1976), 2229.
- [2] L. Muller, A. Kumar, R. R. Ernst, *J. Chem.*, **63**(1975), 5490.
- [3] H. Y. Carr, E. M. Purcell, *Phys. Rev.*, **94**(1954), 630.
- [4] E. L. Hahn, E. E. Maxwell, *Phys. Rev.*, **88**(1952), 1070.
- [5] R. Freeman, H. D. W. Hill, *J. Chem. Phys.*, **54**(1971), 30.
- [6] G. Bodenhausen, R. Freeman, D. L. Turner, *J. Chem. Phys.*, **65**(1976), 893.
- [7] G. Bodenhausen, R. Freeman, R. Niedermeyer, D. L. Turner, *J. Magn. Res.*, **24**(1976), 291.
- [8] G. Bodenhausen, R. Freeman, R. Niedermeyer, D. L. Turner, *J. Magn. Res.*, **26**(1977), 133.
- [9] S. J. Opella, J. S. Waugh, *J. Chem. Phys.*, **66**(1977), 4919.

非晶态合金电阻输运特性

郑德娟 王震西

(中国科学院物理研究所)

近年来,非晶态合金电阻输运特性的研究相当活跃,不论是在低温还是高温;不论是对铁钴镍为基的金属与类金属的非晶薄带还是稀土与过渡族,稀土(或过渡族)与贵金属的非晶合金;不论是实验还是理论,在国内外都引起了很大的兴趣,但至今还没有形成完整的理论和一致的观点,现正处在发展和探索之中.为了对非晶态合金电阻输运特性目前研究的现状和存在的问题有一个概括的了解,本文从能带结构和散射机制出发介绍非晶合金电阻输运的基本特点,并综述了近年来这方面重要的实验结果和主要的理论模型.

一、研究电阻输运的重要性

电阻是电子的重要输运特性之一.在微观上,电阻与能带结构和各种散射机制密切相关.在宏观上,电阻与金属元素在周期表中的位置,合金的成分,杂质含量,是否具有磁性等有关,还与温度、压力和磁场等外界条件密切相关.影响电阻值的因素是复杂的,但是在大量的实验基础上,人们还是总结了不少规律和定则,如韦德曼-佛兰兹定律,马德森定则,诺伯里定则等,在量子力学和固体能带论问世以后,这些规律

和定则都得到了很好的解释。

固体能带论不仅成功地解释了金属、半导体和绝缘体在电阻特性上的重要差别,而且也解释了一系列金属和合金的电阻随温度、压力和磁场的变化规律。例如,碱金属和贵金属的电阻率较小是因为存在未填满的导带;碱土金属的电阻率较大是因为它的导电性来自于能带的交叠,有效自由电子浓度较小;而过渡金属的导电性主要来自于 d 带的价电子,可是其散射过程却来源于从 s 带到 d 带的散射,因此电阻率不仅较大,而且与 d 带的能态密度有关;稀土金属的导电性也来自于 s 带价电子,而主要的散射过程是 $s-f$ 相互作用,因此稀土金属的电阻特性与磁性的关系非常密切。目前关于晶态金属和合金的电阻特性已基本清楚,但是关于非晶态合金的电阻输运特性还仅仅停留在实验规律的总结和理论模型的初步阶段。因此通过对非晶态合金电阻特性的研究,可以提供关于非晶态合金能带结构和各种散射机制的重要信息。

此外,非晶态电阻特性还可以用来研究晶化动力学和结构弛豫。因为高温电阻来源于电子与原子的散射过程,在非晶态中,随着温度的升高,原子的热运动使非晶结构逐渐转变为晶态结构,因此与散射过程密切相关的电阻特性就能反映晶化过程和结构弛豫。测量高温区电阻随温度的变化规律,或在固定温度下,测量电阻随时间的变化规律,都可以获得这方面的信息。

二、非晶合金电阻运输的特点

从能带结构和散射机制的角度考虑,非晶合金电阻输运具有以下特点:

1. 非晶合金“剩余电阻”的来源与晶态不同

晶态合金的电阻来源于电子与晶格原子或杂质原子的碰撞,严格的周期势对电子波是“透明”的,因此纯金属是没有剩余电阻的,而普通金属在 $T = 0\text{K}$ 时的剩余电阻来源于少量的杂

质和点阵缺陷,由于杂质和缺陷较少,因此金属的剩余电阻值比较小。而在非晶态中, $T = 0\text{K}$ 时,原子排列是无序的,其“剩余电阻”主要来源于无序结构,不仅其数值较大,而且其机制与晶态合金有本质的不同。

2. 非晶合金中电-声子散射机制与晶态不同

在晶态合金中,由金属自由电子论得到的电导率表达式为

$$\sigma = \frac{e^2 N_{\text{eff}} \tau}{m}, \quad (1)$$

其中 e , m 为自由电子的电荷和质量, N_{eff} 为有效自由电子浓度, τ 为平均弛豫时间。由于金属的价电子都是自由的,因此自由电子浓度 N_{eff} 不随温度变化,电阻随温度的变化决定于散射过程中弛豫时间 τ 随温度的变化。晶态金属中散射过程主要是电-声子散射。在高温区,晶格振动比较激烈,对电子的散射几率大,用经典极限,得到 $\rho \propto T$ 的结论;在低温区,晶格振动弱,对电子的散射几率小,用德拜模型描述,得到 $\rho \propto T^5$ 的结论。但在非晶态中,一方面由于无序结构使其能带不同于晶态,出现了局域态,有效自由电子浓度就有可能随温度变化。另一方面由于无序,原子热运动激发的声子频谱密度分布函数与晶态不同,因此,非晶中电-声子散射的机制和模型尚有待研究。倘若仍然用自由电子理论估算非晶态中电子的平均自由程,则当 $\rho \sim 200 \mu\Omega \cdot \text{cm}$ 时,平均自由程 \sim 晶格常数,此时平均自由程已小于电子波长,简单的碰撞理论不适用了,绝热近似也不适用了,因此在非晶态中,电-声子散射机制具有强散射的特点,必须引入新的物理模型。

3. 非晶合金中磁散射机制与晶态不同

含有少量($<1\%$)磁性参杂的晶态金属在低温下出现电阻极小的现象称为Kondo效应^[1],这已被Kondo^[2,3]用 $s-d$ 散射机制从理论上解决了。Kondo效应的电阻极小来源于局域自旋和导电电子的相互作用,与晶体的对称性,能带结构无关,电阻极小可以从局域自旋和导电电

子组成的简单模型中直接推导出来,只要局域自旋具有翻转自由度;就可以用二级玻恩近似计算,得到由局域自旋给出的电阻率温度依赖项为

$$\rho_s = C\rho_M\{1 + (3ZJ/\epsilon_F)\log T\}, \quad (2)$$

其中 Z 为配位数, J 是 $s-d$ 交换积分常数, ϵ_F 是费米能. 当 $J < 0$ 时, 则 $\frac{d\rho}{dT} < 0$, 给出负温度系数. 合金总的电阻率应为晶格振动, 剩余电阻和局域自旋三部分的和. 所以

$$\rho_B = aT^5 + C\rho_0 - C\rho_1 \log T, \quad (3)$$

从 $\frac{d\rho}{dT} = 0$, 可以得到

$$T_{\min} = (\rho_1/5a)^{1/5} C^{1/5}, \quad (4)$$

其中 C 为磁性掺杂的浓度; a 、 ρ_0 和 ρ_1 为常数; T_{\min} 为电阻极小对应的温度.

Kondo 理论的重要结论是: 产生电阻极小的必要条件是局域自旋具有翻转自由度, 也就是说, 铁磁性和 Kondo 效应是不能共存的. 但在非晶态中, 由于原子的无序排列, 磁性原子可以处在完全不同的近邻环境中, 也就是说, 有的磁性原子可以贡献铁磁性, 有的磁性原子可以处于弱耦合, 表现为类似于 Kondo 效应的特点. 这样, 在非晶态合金中 $s-d$ 散射机制就具有新的特点, 就有可能出现铁磁性与类 Kondo 效应共存的现象. 当然, 对这种类 Kondo 效应的本质还有待于进一步研究.

4. 非晶合金中金属原子的化学环境与晶态不同

金属和类金属形成的非晶薄带除了结构无序外, 由于类金属元素的引入, 使每个金属原子周围的化学环境发生了变化, 不再是单纯的金属键了, 而是金属键和共价键的混合形式, 这将会影响能带结构, 必然影响电阻特性. R. W. Cochrane^[4] 等人研究了不同的类金属元素对电阻的影响, 他们测量了 $\text{Fe}_{40}\text{Ni}_{40}\text{P}_{14}\text{B}_6$, $\text{Fe}_{40}\text{Ni}_{40}\text{B}_{20}$, $\text{Fe}_{80}\text{B}_{20}$ 和 $\text{Fe}_{78}\text{Mo}_2\text{B}_{20}$ 等四种材料的低温电阻, 都观察到电阻极小, 但明显的差别是: $\text{Fe}_{40}\text{Ni}_{40}\text{B}_{20}$, $\text{Fe}_{80}\text{B}_{20}$ 和 $\text{Fe}_{78}\text{Mo}_2\text{B}_{20}$ 等三种材料的类金属元素相同, 因此在 $T < T_{\min}$ 时, 其 $d\rho/dT$ 的值相等,

而与类金属元素不同的 $\text{Fe}_{40}\text{Ni}_{40}\text{P}_{14}\text{B}_6$ 合金的 $d\rho/dT$ 值不等, 如图 1 所示. 这充分说明原子周围局域的化学环境对电阻是有影响的. 但至于深入研究类金属元素的引入对非晶能带结构的影响还尚未见到报道.

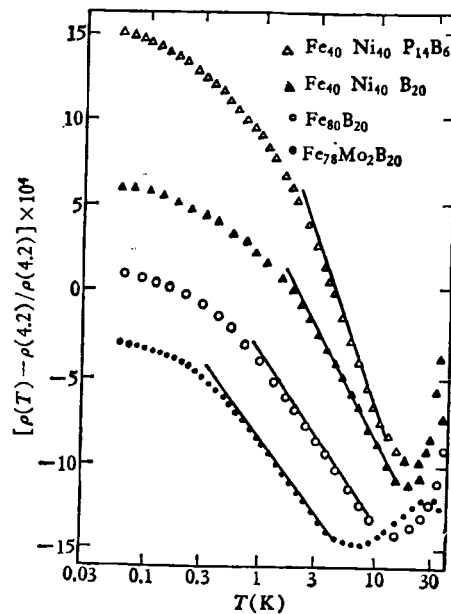


图 1 $\text{Fe}_{40}\text{Ni}_{40}\text{P}_{14}\text{B}_6$, $\text{Fe}_{40}\text{Ni}_{40}\text{B}_{20}$, $\text{Fe}_{80}\text{B}_{20}$, $\text{Fe}_{78}\text{Mo}_2\text{B}_{20}$ 的电阻相对值与温度的关系^[4]

三、非晶态合金电阻测量的实验结果

近年来, 很多作者对各种非晶态合金的电阻特性都进行了广泛的研究, 得到了大量丰富的实验结果. Mooij^[5] 在总结大量实验的基础上, 提出了电阻温度系数与电阻率大小的经验规律, 当 $\rho < 100 \mu\Omega \cdot \text{cm}$ 时, 温度系数为正, 当 $\rho > 150 \mu\Omega \cdot \text{cm}$ 时, 温度系数为负 (ρ 为 100K 时测量的电阻率). 而通常的非晶合金的电阻率都大于 $100 \mu\Omega \cdot \text{cm}$, 因此都呈现负温度系数, 但因其合金种类不同, 表现的电阻特性也有差别, 下面例举几种典型的非晶合金.

1. 以 Pd Si 为基加入 Fe, Mn, Co 或 Cr 的非晶合金

铁磁性与低温电阻反常共存的现象最早是

在1968年, S. C. H. Lin^[6] 在非晶态铁磁合金 $\text{Fe}_{80}\text{P}_{13}\text{C}_7$ 中观察到的。继而 C. C. Tsuei 和 R. Hasegawa^[7,8] 系统地研究了这类合金的电阻特性, 他们发现纯 $\text{Pd}_{80}\text{Si}_{20}$ 非晶合金不存在电阻极小, 在含有 Cr, Mn, Fe 或 Co 的 PdSi 非晶合金中, 不论是顺磁性还是铁磁性, 都出现低温电阻极小, 如图2和3所示, 称为类 Kondo 效应。电阻极小温度随 Cr 含量的变化非常灵敏, 可是随 Fe 或 Co 的含量变化却很不灵敏。

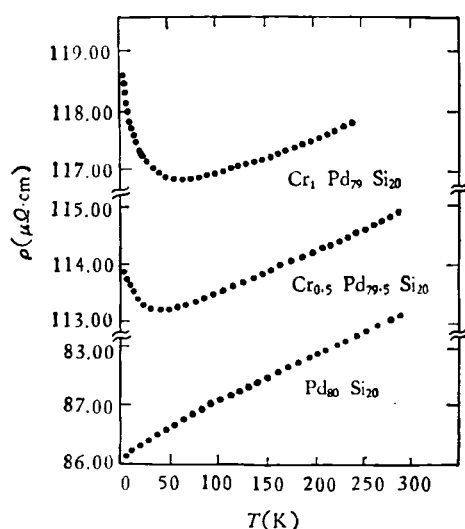


图2 $\text{Cr}_x\text{Pd}_{80-x}\text{Si}_{20}$ 合金中 ($x = 0, 0.5, 1$) $R(T)$ 曲线^[7]

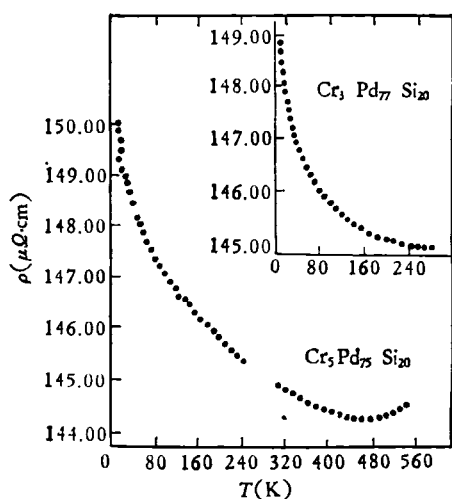


图3 $\text{Cr}_x\text{Pd}_{80-x}\text{Si}_{20}$ 合金中 ($x = 3.5$) $R(T)$ 曲线^[7]

此外, 他们还在 PdSi 合金中加 Cu 和 Ni, 都没有物理

观察到电阻极小。他们认为 Ni 和 Cu 不存在局域自旋, 因此就不存在类 Kondo 效应。

2. 以 FeNiCo 为基的金属-类金属非晶薄带

最近 K. V. Rao 和 H. S. Chen^[9] 等人对这类合金的电阻特性进行了系统的研究, 他们在 20 mK 至 300K 温度范围内测量了 $M_{1-x}G_x$, [其中 $M = \text{A}_{1-x}\text{B}_x$ ($\text{A}, \text{B} = \text{Fe}, \text{Co}, \text{Ni}, \text{Cr}, \text{Mn}$), $G = \text{P}, \text{B}, \text{Si}, \text{Al}$] 非晶薄带的电阻特性, 都观察到电阻极小。在 Fe, Co, Ni 合金中, 电阻极小温度随含量变化较小, 但在 Mn, Cr 合金中, 电阻极小温度随含量变化就较大, 如图4所示。在 $T < T_{\text{min}}$ 时, $d\rho(T)/dT \propto -\rho$ 。在 $T > T_{\text{min}}$ 时, $\rho \propto T^2$ 。

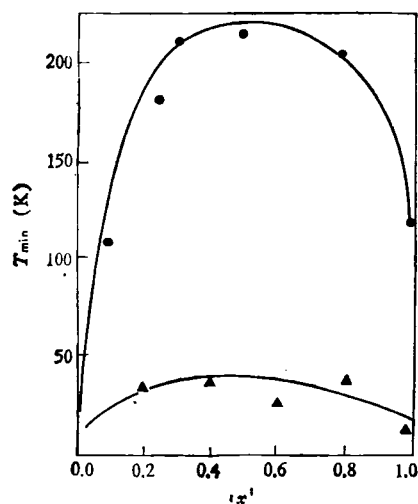


图4 ● $(\text{Fe}_{1-x}\text{Mn}_x)_{0.75}\text{P}_{0.16}\text{B}_{0.06}\text{Al}_{0.05}$, ▲ $(\text{Fe}_{1-x}\text{Ni}_x)_{0.75}\text{P}_{0.16}\text{B}_{0.06}\text{Al}_{0.05}$ 的电阻极小温度分别随 Mn 和 Ni 含量变化关系^[9]

很多作者都研究了这类材料在磁场作用下电阻的变化情况, 结论是相同的, 当磁场从零增大到 50kOe 时, 电阻几乎不变, 即这类材料的电阻对磁场是很不灵敏的。这个实验事实使不少作者认为电阻极小与磁性元素无关。

3. 稀土-过渡族非晶合金

这是一类纯金属键的非晶合金。从1976年开始, 法国 Orsay 实验室的 Fert 和 Asomoza^[10] 就开始系统地研究 Ni_3RE ($\text{RE} = \text{Y}, \text{Gd}, \text{Dy}, \text{Ho}$,

Er) 系列的电阻特性. 这类材料的电阻率约为 $150\text{--}300\ \mu\Omega\cdot\text{cm}$, 都观察到电阻极小. 为了探讨电阻与磁性的关系, 他们又系统地研究了这类材料的磁阻效应, 图 5 给出了 Ni_3Dy 的电阻及其在不同磁场下磁阻随温度的变化关系.

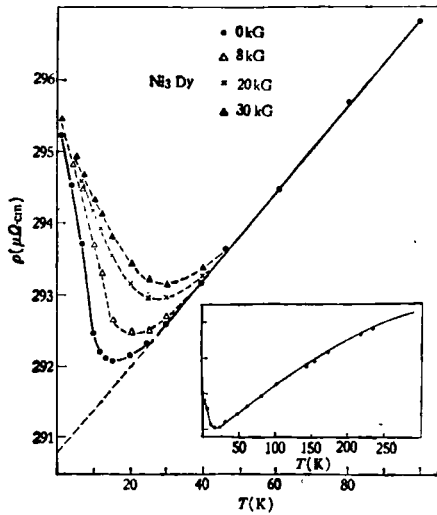


图 5 Ni_3Dy 的电阻随温度变化关系^[107]

最近美国 Nebraska 大学的 Sellmyer^[11] 等对 $\text{R}_{65}\text{M}_{35}$ ($\text{R} = \text{Dy}, \text{Er}, \text{Nd}; \text{M} = \text{Fe}, \text{Co}$) 和 $\text{U}_{66}\text{M}_{34}$ ^[12] ($\text{M} = \text{Fe}, \text{Co}, \text{Ni}$) 系列的非晶合金的电阻特性进行了研究, 测量结果表明这类材料都存在电阻极小, 在很宽温度范围内呈负温度系数, 不少合金的电阻极小温度高于室温.

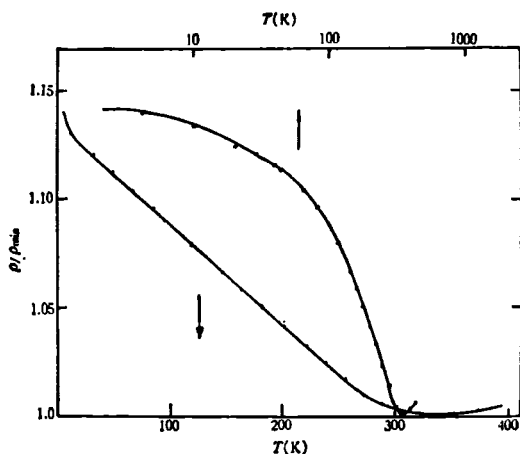


图 6 TbFe_2 非晶薄膜的电阻随温度变化关系

从 1978 年以来, 我们实验室^[13] 也开始研究

TbFe , GdFe 等非晶薄膜的电阻特性, 都观察到电阻极小, 其中以 TbFe_2 的电阻相对变化率为最大, 达 14%, 如图 6 所示. 这是至今为止报道的具有最大电阻变化率的材料.

4. 非晶合金的高温电阻特性

Luborsky^[14] 等人测量了 $(\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x})_{80}\text{B}_{20}$ ($x = 30, 40, 50, 60, 70$) 非晶合金在高温区的电阻变化, 测量温度从 $300\text{--}1000\text{K}$, 升温速度近于 $2.5\ \text{K}/\text{min}$, 在结晶温度 ($620\text{--}680\ \text{K}$) 附近, 电阻值有突变, 但在居里温度附近未观察到电阻的突变, 如图 7 所示. K. V. Rao^[15] 等人研究了 $\text{Fe}_{29}\text{Ni}_{49}\text{P}_{14}\text{B}_6\text{Si}_2$ 的电阻率在 $100\text{--}500\text{K}$ 范围内的变化, 发现在 388K 处有一明显折点, 这对应于居里温度, 说明这类材料的磁散射机制对电阻的影响比前一类材料明显.

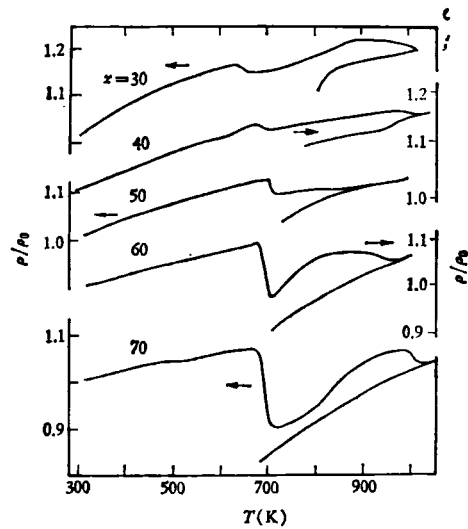


图 7 对于不同 x 的 $(\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x})_{80}\text{B}_{20}$ 非晶合金的电阻随温度变化关系^[14]

综上所述, 非晶合金电阻运输的一般特点可以归结为以下几点:

(1) 非晶合金电阻率比晶态金属电阻率大, 通常为 $100\text{--}300\ \mu\Omega\cdot\text{cm}$.

(2) 很多非晶合金电阻率随温度变化都出现极小值, 不论是顺磁性还是铁磁性; 不论是用何种工艺制备; 不论是否含有磁性原子, 除高纯和高价金属形成的合金外, 一般都出现电阻极

小。因此电阻极小是非晶合金电阻运输的一个较为普遍的特点。

(3) 出现电阻极小的特征温度 T_{\min} 从几 K 至 500K 范围内变化与所含的金属元素和成份有关, 和居里温度 T_c 之间并不存在必然的联系。

(4) 电阻的温度依赖项, 也就是电阻的相对变化率即 $|\rho(T_{\min}) - \rho(4.2)|/\rho(4.2)$ 的值一般比较小, 约 1—2%, 但在某些稀土-过渡族薄膜中可达 10% 以上。

(5) 非晶合金的电阻率在晶化温度附近有 $\Delta\rho$ 突变, 但在居里温度附近不一定有突变。

四、非晶合金电阻运输的理论模型

1. 电子交换相干散射模型

电子波被近邻磁性离子散射后发生干涉, 从而对电阻有贡献。非晶合金在结构上是无长程序而只有短程序的, 因此只考虑最近邻磁性离子之间的散射对电阻有贡献。Friedel 曾对晶态铁磁体作了计算, 最近又被 Fert^[16] 推广到非晶态中。自旋相干交换散射对电阻的贡献是正比于自旋相干函数的, 在非晶态中, 由于最近邻原子的结构相干, 或反铁磁耦合等, 在自旋相干函数中可以给出负温度系数。Asomozo 等定量地计算了 Ni_3Dy , Ni_3Ho 和 Ni_3Er 的电阻, 提出负温度系数可能来源于近邻位置的各向异性轴之间的相关。

2. 结构模型(双能级隧道态模型)

Cochrane^[17] 等人认为非晶合金中电阻极小的起因是非磁的, 只与非晶材料的无序结构有关。他们采用了 Anderson^[18] 在解释绝缘玻璃中反常的低温线性比热和反常热导所用的隧道态模型, 他们认为在非晶态中存在两个等价的原子组态结构, 这两个等价的组态提供了内部自由度。在哈密顿量中引入导电电子和隧道态之间的相互作用, 就可以得到电阻率的温度依赖项为

$$\rho(T) \propto \ln(k^2 T^2 + \Delta^2), \quad (5)$$

其中 k 为玻耳兹曼常数, 2Δ 为两个等价的原子组态的能级差。这一模型能解释 NiP, CoP... 合金的电阻随温度的变化, 也能解释一些对磁场很不灵敏的非晶薄带的电阻特性, 但是存在着不少难以解释的矛盾。比如在相同的类金属成分下, 也就是结构无序的程度相同时, 其电阻极小温度与磁性元素和含量都有关; 又比如为何在高纯的 PdSi 非晶合金中不出现电阻极小? 这说明电阻极小不能单纯地归于结构因素, 必须考虑不同的元素构成的能带结构的特点。

最近 J. L. Black^[19] 用微扰论计算了导电电子和隧道态的相互作用, 他认为两个隧道态应该有不同散射势场, 这样两个隧道态就不存在附加自由度了, 因此就得不到负温度系数, 这是结构模型目前遇到的最大困难。

3. 类 Kondo 型 s-d 散射模型^[20]

将处理晶态金属电阻极小的 Kondo 效应的理论模型推广到非晶态磁性合金中, 称为类 Kondo 效应, 虽然能定性的解释大量非晶合金的电阻极小, 但是对于电阻极小与铁磁共存这一根本问题还没有数学推导和理论计算。虽然根据 C. C. Tsuei^[21] 和我们的 Mössbauer^[22] 实验结果, 能给出物理上的定性解释, 但是对为何磁性原子能处于如此小的内场分布这一点, 还缺乏理论和实验的证实。最近 Nagel^[22] 专门讨论了这个问题。此外这一模型无法解释非磁性非晶合金如: $Cu_{50}Au_{50}$ 中观察到的电阻极小。

4. 不均匀介质的“混合电导”模型

最近 Aldridge^[23] 提出“混合电导”模型, 也就是将处理微颗粒系统的“渗透理论”应用于非晶合金中。他认为在非晶合金中由于类金属元素的引入, 相分离的不均匀性, 因此在有的区域呈现金属型电导, 即 $\sigma_0 \propto 1/(1 + \alpha T)$; 有的区域呈现半导体型电导, 即 $\sigma_1 \propto 1/[1 + \exp(W/kT)]$ 。这两种不同类型的电导按一定的比例混合, 渗透, 即总的电导率为 $\sigma = A\sigma_0 + B\sigma_1$, 只要 A, B 系数在一定的比例范围内, 就可以得

到电阻极小。

这是一个宏观的唯象的理论模型，并不涉及微观机制。

5. 电-声子动力学模型

最近由 M. Jonson 和 S. M. Girvin^[24] 提出的电-声子动力学模型，已被不少人认为是比较合理的理论模型。他们提出，在非晶态合金中，由于电阻率较大($\rho > 150 \mu\Omega \cdot \text{cm}$)，因此电-声子相互作用就具有新的特点，通常的绝热近似不适用了，声子不仅不散射电子，而且可以帮助电子在局域态的不同状态之间跳跃（即扩散型电导），也就是说随着温度的升高，声子与电子的相互作用非但不增加电阻，反而帮助了电子的输运过程，增加了扩散型电导，即减小了电阻，这个模型给了负温度系数以确切的物理解释，在物理思想上无疑是正确的。

6. 引入电子-电子库仑相互作用模型

最近美国 Bell 公司的 P. A. Lee 考虑了无序系统中电子-电子的库仑相互作用，得到低温下电导与温度的关系为 $\sigma \propto T^2$ ，与 GaAs 的实验结果拟合较好。目前已有不少作者认为在无序系统中引入电子-电子库仑相互作用是非常必要的。

7. 推广的 Ziman 液态金属理论

Ziman 液态金属理论^[25]认为金属中的导电电子是自由的，只受到离子实的散射，而且每个离子实对导电电子的散射是独立的，其散射截面依赖于离子实产生的“赝势”。其理论的核心是弱散射近似，电子运动服从玻耳兹曼方程，散射截面的计算采用玻恩近似。

R. Evans^[26] 等人用 Muffin-tin 模型处理过渡金属和贵金属的电阻，得到了很好的结果，称为推广的 Ziman 液态金属理论。最近 P. J. Cote^[27] 将推广的 Ziman 液态金属理论应用于无定形和无序晶态合金中，他们认为无序结构对电阻的影响主要反映在原子径向分布函数的变化上。

这个理论能解释很多实验事实，从物理模型到理论计算都比较完整，不少作者都比较倾向于这一理论，但是对于在平均自由程与原子间距可以相比的情况下仍采用弱散射近似这点是不能令人信服的。

以上各种理论模型都还不够完善，具有一定的局限性，因此非晶合金电阻输运的理论尚有待于进一步完善和发展。

参 考 文 献

- [1] J. Kondo, in *Solid State Physics*, Edited by F. Seitz, D. Turnbull and H. Ehrenreich, Academic Press, New York, Vol. 23, (1969), 183.
- [2] J. Kondo, *Prog. Theor. Phys.*, **32**(1964), 37.
- [3] J. Kondo, *Physica*, **84B**(1976), 207.
- [4] R. W. Cochrane, F. T. Hedgecock, B. J. Kastner and W. B. Wuir, *J. de Physique Coll.*, **C6**, Suppl., (1978), 939.
- [5] J. H. Mooij, *Phys. Stat. Sol. (a)*, **17**(1973), 521.
- [6] S. C. H. Lin, *J. Appl. Phys.*, **40**(1969), 2173.
- [7] C. C. Tsuei and R. Hasegawa, *Solid State Commun.*, **7**(1969), 1581.
- [8] R. Hasegawa, *J. Appl. Phys.*, **43**(1972), 1231.
- [9] K. V. Rao, H. Gudmundsson, H. U. Astöm and H. S. Chen, *J. Appl. Phys.*, **50**(1979), 1592.
- [10] B. Asomoza, I. A. Campbell, A. Fert, A. Lienard and J. P. Rebouillat, *J. Phys. F.*, **9**(1979), 349.
- [11] G. Hadjipanayis, S. G. Cornelison, J. A. Gerber and D. J. Sellmyer, *J. Mag. Magn. Mat.*, **21**(1980), 101.
- [12] S. G. Cornelison, G. Hadjipanayis and D. J. Sellmyer, *J. Non-Crystal. Solids*, **40**(1980), 429.
- [13] D. Z. Zen, T. S. Wang, L. F. Lin, J. W. Zai and K. T. Sha, *J. de Physique Coll.*, **C5**, Suppl., (1979), 243.
- [14] D. A. New, Sigurds Arajs, F. E. Luborsky, T. Kemeny and I. Vincze, *J. Appl. Phys.*, **50**(1979), 1654.
- [15] R. Malmhäll, G. Bäckström, K. V. Rao, S. M. Bhagat, M. Meichle and M. B. Salamon, *J. Appl. Phys.*, **49**(1978), 1727.
- [16] A. Fert and R. Asomoza, *J. Appl. Phys.*, **50**(1979), 1886.
- [17] R. W. Cochrane, R. Harris, J. O. Ström-Olson and M. J. Zuckermann, *Phys. Rev. Lett.*, **35**(1975), 676.
- [18] P. W. Anderson, B. I. Halperin and C. W. Varma, *Philos. Mag.*, **25**(1972), 1.
- [19] J. L. Black and B. L. Gyorfgy, *Phys. Rev. Lett.*, **41**(1978), 1595.
- [20] C. C. Tsuei, *Amorphous Magnetism II*. Edited by B. A. Levy and R. Hasegawa (1976), 181.
- [21] C. C. Tsuei and H. Lilienthal, *Phys. Rev. B*, **13**(下转第 358 页)