

Au_{1-x}Ni_x 合金 ($x=0.30-0.42$) 低温 电阻率极小值的机理探讨

余 梅 刘福绥

(北京大学物理系)

罗 惠 临

(Department of Electrical Engineering and Computer Sciences,
University of California, San Diego, USA)

1985 年 2 月 11 日收到

提 要

为了解释 Au_{1-x}Ni_x 合金 ($x = 0.30-0.42$) 低温出现电阻率极小值的实验结果^[1], 本文提出一个低浓度自旋集团顺磁态合金的模型, 得到自旋集团孤立近似下和自旋集团耦合作用下的电阻率公式, 并和晶格散射的贡献 (由 Au₈₀Ni₂₀ 合金或 Au-Cu 合金的 $\rho_i(T)$ 实验数据代替) 联合起来, 得到 $\rho(T)$ 的计算曲线, 和实验结果符合得很好。

当 $T < T_{\min}$, 电阻率随温度增高而下降, 主要是自旋集团孤立近似下的 Kondo 效应引起的。自旋集团之间的 RKKY 耦合作用对电阻率的贡献在低温时大, 随着温度增高按 $1/T$ 规律迅速减小, 所以 $\rho(T) - \rho_i(T)$ 实验值在相当宽温度范围出现 $\log T$ 关系。随着温度增高, 晶格散射对电阻率的贡献将变得重要, 当 $T = T_{\min}$, 电阻率出现极小值。

一、引 言

我们的实验结果表明, 从液态快速淬火的晶态 Au_{1-x}Ni_x 合金 ($x = 0.30-0.42$) 的

表 1 Au_{1-x}Ni_x 合金 ($x = 0.30-0.42$) 电阻率极小值对应的温度 $T_{\min}$, 电阻率极小值的深度 $\rho_{T=0} - \rho_{\min}$, 以及 $\rho(T) - \rho_i(T)$ 的温度依赖关系

x	0.30	0.32	0.35	0.37	0.40	0.42
$T_{\min}(\text{K})$	10	15	19	28	36	45
$\rho_{T=0}(\mu\Omega \cdot \text{cm})$	22.15	25.78	28.09	31.12	33.00	33.82
$\rho_{\min}(\mu\Omega \cdot \text{cm})$	22.1210	25.7355	27.9855	30.8965	32.5580	33.2120
$\rho_{T=0} - \rho_{\min}(\mu\Omega \cdot \text{cm})$	0.0290	0.0445	0.1045	0.2235	0.4420	0.6080
$\rho(T)$	$\log T$ (2-10K)	$\log T$ (1.5-15K)	$\log T$ (5-19K)	$\log T$ (5-32K)	$\log T$ (11-60K)	$\log T$ (12-50K)
$\rho(T) - \rho_i(\text{AuCu}, T)$			$\log T$ (15-60K)	$\log T$ (18-60K)	$\log T$ (17-60K)	$\log T$ (15-50K)

电阻率在低温出现极小值^[1], 并且很有规律性, 表现在随着 Ni 含量 x 的增加, 电阻率极小值对应的温度 $T_{\min}$ 增高, 极小值的峰值 $\rho_{T=0} - \rho_{\min}$ 也明显增大(见图 1 和表 1)。然

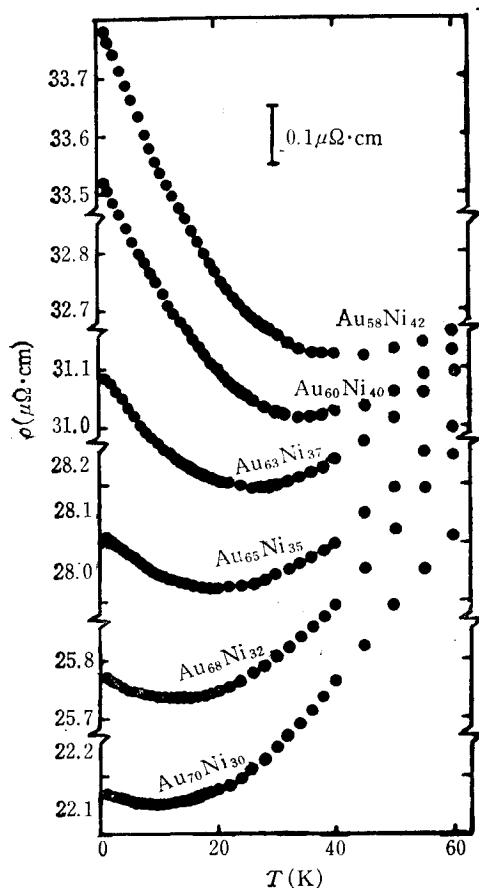


图 1 $\text{Au}_{1-x}\text{Ni}_x$ 合金 ($x = 0.30-0.42$) 低温电阻率出现极小值的实验结果

而 $\rho_{\min}$ 和 $\rho_{T=0} - \rho_{\min}$ 都没有象典型的 dilute Kondo 合金那样近似地和杂质含量成正比^[2]。在 Cu-Ni 合金中也发现有类似的低温电阻率极小值存在^[3]。这种极小值的存在能不能用 Kondo 理论来解释, 它是不是因为在低温时晶格散射和 Kondo 效应联合作用而引起, 这个问题引起人们的兴趣。

首先把这类合金和典型的 dilute Kondo 合金, 即稀释磁合金作比较, 它们在成分上有很大的区别。如稀释的 Cu-Fe 合金中, 作为杂质原子的 Fe, 浓度只有 $5 \times 10^{-6} - 1 \times 10^{-3} \text{at}\%$, 其电阻率极小现象能用 Kondo 理论很好地解释^[2], 而 Au-Ni 合金中, Ni 原子的含量却有 30—42at%, Kondo 模型是假设一个传导电子的 s 自旋和一个杂质原子局域的 d 自旋之间存在 $s-d$ 相互作用, 而 d 自旋之间的相互作用可以忽略。在 Au-Ni 合金中, Ni 含量那么高, 局域自旋孤立的假设很难成立, 如果把低温电阻率极小值简单地归因于 Kondo 效应, 不能令人信服。

再把 Au-Ni 合金和典型的 dense Kondo 化合物作比较。典型的 dense Kondo 化合物有 Sm-S 和 $\text{Sm}_{1-x}\text{La}_x\text{S}^{[4-7]}$, TmS 和 $\text{TmSe}^{[4,8-10]}$, CeAl_2 , CeAl_3 和 $(\text{La}, \text{Ce})\text{Al}_2^{[4,11-15]}$, CeB_6 和 $\text{Ce}_{0.75}\text{La}_{0.25}\text{B}_6^{[16,17]}$ 等。现已发展了许多理论来解释它们的电阻率 Kondo 行为^[4,11,18-20]。其中, Tournier 等人^[4]提出在 TmS 和 TmSe 化合物中, Tm 是变价的, 在高温时, 大量的 Tm 是三价的, 并且没有磁性, 但含有少量磁性的 Tm^{2+} , 造成电阻率的 Kondo 反常, 而在低温时 Tm^{3+} 转变为磁性的。Cornut 和 Coqblin^[22], 还有 Maekawa 等人^[20]讨论并计算了在含 Ce 的化合物中晶场对 Kondo 效应的影响, 晶场作用将会加强 Kondo 效应。然而在这些理论中, 仍然把化合物中的磁性离子处理成局域孤立的^[11,20]。在 $\text{Au}_{1-x}\text{Ni}_x$ 合金 ($x = 0.30-0.42$) 中, 磁性 Ni 原子是不能处理成局域孤立的, 因此它也是不同于通常的 dense Kondo 化合物。

现有的其他理论, 如 Ahmad 等人^[21]提出的费密面附近 d 态密度变化, 不能解释这种反常现象。其他和磁性无关的理论, 如与非晶态结构有关^[22]、与随机分布的非铁磁聚集有关^[23]的散射机制, 更不能对实验结果给予解释。

本文的工作在于对 Au-Ni 合金电阻率极小值的机理进行探讨。不难理解极小值的产生是和磁性,即和 d 自旋有关。把 Mattiessen 法则作为一级近似,电阻率可表示为

$$\rho(T) = \rho_r + \rho_i(T) + \rho_{\text{mag}}(T), \quad (1)$$

其中 ρ_r 为剩余电阻率,和温度无关; $\rho_i(T)$ 为晶格振动引起的散射对电阻率的贡献; $\rho_{\text{mag}}(T)$ 是和磁性有关的散射对电阻率的贡献。我们把 $\rho_{\text{mag}}(T)$ 项从其他各项中分离出来,分析它对温度变化的依赖关系,讨论其微观散射机理。

二、物理分析

1. $\rho_{\text{mag}}(T)$ 项的分离及 $\log T$ 依赖关系

如果能确定晶格散射项 $\rho_i(T)$, 则 $\rho_{\text{mag}}(T)$ 项就能分离出来。我们采用的方法是 $\text{Au}_{1-x}\text{Ni}_x$ 合金 ($x = 0.30-0.42$) 的 $\rho_i(T)$ 近似地用由实验确定的 $\text{Au}_{80}\text{Ni}_{20}$ 合金的 $\rho_i(T)$ 值代替, 即 $\rho_i(T) \simeq \rho_i(\text{Au}_{80}\text{Ni}_{20}, T)$, 或近似地用 Au-Cu 合金的 $\rho_i(T)$ 值代替, 即 $\rho_i(T) \simeq \rho_i(\text{AuCu}, T)$ 。我们有以下晶格散射电阻率表达式:

$$\rho_i(T) = \rho_{ss}(T) + \rho_{sd}(T) = \rho(T) - \rho_r - \rho_{\text{mag}}(T),$$

其中 $\rho_{ss}(T)$ 是由晶格振动引起传导电子从 s 带的一个能级跃迁到 s 带的另一个能级对电阻率的贡献, $\rho_{sd}(T)$ 是由晶格振动引起电子从 s 带的一个能级跃迁到 d 带的一个能级对电阻率的贡献。由于 $\rho_{sd}(T)$ 依赖于 Ni 含量, $\rho_i(T)$ 也和 Ni 含量有关。对 $\text{Au}_{80}\text{Ni}_{20}$ 合金, 低温下没有极小值存在, 即 $\rho_{\text{mag}}(T) \simeq 0$, 故 $\rho(T) - \rho_r \simeq \rho_i(T)$, 并且

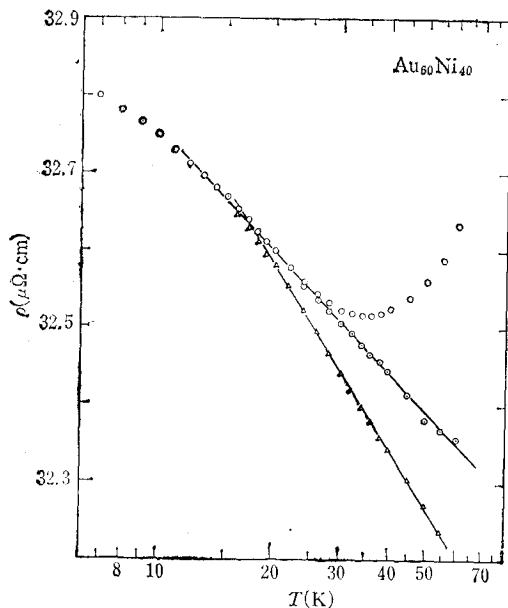


图2 $\text{Au}_{60}\text{Ni}_{40}$ 合金的 $\rho(T)$, $\rho(T) - \rho_i(\text{Au}_{80}\text{Ni}_{20}, T)$ 和 $\rho(T) - \rho_i(\text{AuCu}, T)$ 随 $\log T$ 变化的曲线

○为 $\rho(T)$; △为 $\rho(T) - \rho_i(\text{Au}_{80}\text{Ni}_{20}, T)$; ◇为 $\rho(T) - \rho_i(\text{AuCu}, T)$

合理地认为它接近于 $x = 0.30-0.42$ 合金的 $\rho_i(T)$ 。我们的实验结果表明, $x = 0.10-0.60$ 的 Au-Cu 合金, $\rho_i(T)$ 几乎不随 Cu 含量变化, 因为 Cu 和 Ni 在周期表中是邻居, 如果不考虑 $\rho_{id}(T)$ 的影响, Au-Cu 合金的 $\rho_i(T)$ 也是接近于 $\text{Au}_{1-x}\text{Ni}_x$ 合金 ($x = 0.30-0.42$) 的 $\rho_i(T)$ 。然后进行 $\rho_r + \rho_{\text{mag}}(T) = \rho(T) - \rho_i(T)$ 的计算。计算结果表明, $\rho(T) - \rho_i(\text{Au}_{80}\text{Ni}_{20}, T)$ 及 $\rho(T) - \rho_i(\text{AuCu}, T)$ 在一段相当宽的温度范围遵从 $\log T$ 依赖关系(见表 1 和图 2, 图 3)。譬如 $x = 0.35-0.42$ 合金, $\rho(T) - \rho_i(\text{Au}_{80}\text{Ni}_{20}, T)$ 在约 15—60K 温度范围遵从 $\log T$ 关系; 对 $x = 0.30$ 和 0.32 合金, 在 $T < T_{\text{min}}$, 有

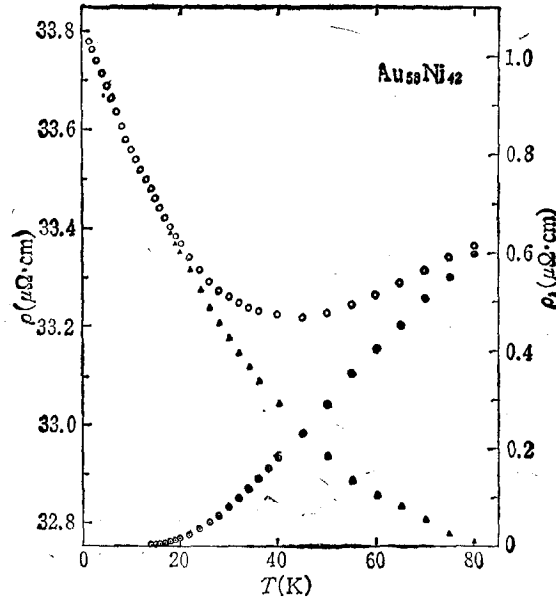


图3 $\text{Au}_{58}\text{Ni}_{42}$ 合金的 $\rho(T)$, $\rho(T) - \rho_i(\text{Au}_{80}\text{Ni}_{20}, T)$ 以及 $\rho_i(\text{Au}_{80}\text{Ni}_{20}, T)$ 随温度 T 变化的曲线

○为 $\rho(T)$; ▲为 $\rho(T) - \rho_i(\text{Au}_{80}\text{Ni}_{20}, T)$; ○为 $\rho_i(\text{Au}_{80}\text{Ni}_{20}, T)$

$\rho_i(\text{Au}_{80}\text{Ni}_{20}, T) \simeq \rho_i(\text{AuCu}, T) \simeq 0$, 则 $\rho(T) - \rho_i(\text{Au}_{80}\text{Ni}_{20}, T) \simeq \rho(T) - \rho_i(\text{AuCu}, T) \simeq \rho(T)$, 它在 $T < T_{\text{min}}$ 温度范围也遵从 $\log T$ 关系。后面的分析将说明这种典型的 $\log T$ Kondo 反常仍然是起因于 Kondo 效应。

2. 在 Au-Ni 合金中的自旋集团 (Spin Cluster)

根据 $\text{Au}_{1-x}\text{Ni}_x$ 合金 ($x = 0.30-0.60$) 的磁性测量结果^[24,25], 所测量的磁矩值是和 Perrier 等人提出的最近邻模型^[26]计算的平均磁矩值符合得相当好。在最近邻模型中, 假设一个 Ni 原子周围的 12 个最近邻原子 (Au-Ni 合金是 fcc 结构) 共有 8 个以上是 Ni 原子, 那么该 Ni 原子具有和纯 Ni 一样的磁矩, 即 $\mu_{\text{Ni}} = 0.606\mu_B$, 如果不到 8 个 Ni 原子, 则该 Ni 原子就没有磁矩。对 Au 和 Ni 原子完全随机分布的情形, 根据假设, 有磁矩的 Ni 原子在总的原子中所占的比率为 $x \sum_{n=8}^{12} f(n)$, 其中 $f(n) = c_{12}^n x^n (1 -$

$x)^{12-n} \cdot x \sum_{n=8}^{12} f(n)$ ($x=0.30-0.42$) 的计算值列于表 2, 从表 2 中看出有磁矩的 Ni 原子在总的原子中所占的比率很小. 譬如当 $x=0.30$, 磁性 Ni 原子占 0.28%, 而 $x=0.42$, 磁性原子占 3.2%, 这表示磁性原子数目少.

下面再来分析相邻有磁矩的 Ni 原子自旋间的关系. 考虑相邻有磁矩的 Ni 原子自旋间存在 $d-d$ 直接交换作用 J^{dd} , 并且 J^{dd} 可选择和纯 Ni 的一样, 对于纯 Ni, 为了简单, 设 $s=1/2$, 根据分子场理论, 有^[27]

$$\frac{J^{dd}}{k_B} = \frac{3}{2z} \cdot \frac{T_c^{\text{Ni}}}{[s(s+1)]} \simeq 105\text{K},$$

其中 T_c^{Ni} 为纯 Ni 的居里温度. 因为电阻率极小值出现的温度 $T_{\min}$ 是远低于 $\frac{J^{dd}}{k_B}$ 的估值, 这说明在 $T_{\min}$ 附近温度范围, 邻近的磁性 Ni 原子自旋之间由于 $d-d$ 直接交换作用是平行排列的, 因而形成自旋集团. 磁性 Ni 原子数目少, 自旋集团的浓度当然也是很低的.

3. 电子散射机理

由上节分析, 在 Au-Ni 合金中, 磁性 Ni 原子形成自旋集团, 自旋集团的浓度是很

表 2 单位体积的原子数目 N , 单位体积的自旋集团数目 N_{cl} , 磁性 Ni 原子在合金中所占的原子百分比 $x \sum_{n=8}^{12} f(n)$, 自旋集团的浓度 n , 每个原子的平均传导电子数目 n_e .

x	N ($\times 10^{23}/\text{cm}^3$)	$x \sum_{n=8}^{12} f(n)$	n ($c=10$)	N_{cl} ($\times 10^{19}/\text{cm}$)	n_e
0.30	0.6530	0.00280	0.000280	1.80	0.702
0.32	0.6580	0.00462	0.000462	3.04	0.683
0.35	0.6651	0.00893	0.000893	5.94	0.655
0.37	0.7020	0.01330	0.001330	8.91	0.638
0.40	0.6785	0.02292	0.002292	15.55	0.614
0.42	0.6837	0.03193	0.003193	21.83	0.599

低的, 这样就可以把自旋集团当作 Kondo 合金中的孤立自旋一样处理, 来考虑自旋集团孤立近似下的 Kondo 效应对电阻率的贡献.

我们还知道, 在低温下 RKKY 相互作用将变得更加重要, 而 Kondo 理论只是把磁性原子处理为孤立近似, 因此它没有考虑 RKKY 相互作用对电阻率的贡献. Liu 和 Ruvalds 考虑了 RKKY 耦合磁性杂质对电子散射的贡献^[28]. 我们也在 Au-Ni 合金中, 除 Kondo 理论外, 还应用 Liu-Ruvalds 理论, 考虑自旋集团之间 RKKY 耦合作用对电阻率的贡献, 这样(1)式就可以写成

$$\rho(T) = \rho_r + \rho_i(T) + \rho_{\text{cluster, Kondo}}(T) + \rho_{\text{cluster, RKKY}}(T). \quad (2)$$

三、模型和公式

根据上面的分析,我们提出以下低浓度自旋集团顺磁态合金的模型.

1. 合金中单位体积总原子数目为 N , 总自旋集团数目为 N_{cl} , $n = N_{cl}/N$ 为自旋集团的浓度, 而每个自旋集团中平均磁性 Ni 原子数目为 c .

2. 自旋集团内部存在很强的 $d-d$ 交换作用, 使得一个集团中 c 个自旋铁磁性平行排列, 集团内的自旋之间不可能发生 RKKY 耦合作用. 一个自旋集团的平均有效自旋为 S_{cl} , 而孤立的 Ni 原子是没有局域磁矩的.

3. 自旋集团之间不存在 $d-d$ 直接交换作用. 自旋集团和传导电子之间存在 $s-d$ 相互作用, 这包括自旋集团孤立近似和自旋集团之间存在 RKKY 耦合作用两种情形.

4. 各个自旋集团的大磁矩分布是完全顺磁性的.

自旋集团孤立近似下的电阻率公式

当一个 s 传导电子从初态 $k \uparrow$ 通过一个自旋翻转的中间态 q 再跃迁到末态 $k' \uparrow$ 时, 一个局域自旋集团的总自旋在 z 方向的分量 $m_{S_{cl}}$ 在中间态时要增加 1 ($m_{S_{cl}} \rightarrow m_{S_{cl}} + 1$) 或减小 1 ($m_{S_{cl}} \rightarrow m_{S_{cl}} - 1$). 当 s 电子从初态 $k \downarrow$ 到末态 $k' \downarrow$, 从 $k \downarrow$ 到 $k' \uparrow$, 以及从 $k \uparrow$ 到 $k' \downarrow$, 也有同样的情形发生. 根据 Kondo 理论, 有以下电阻率表达式:

$$\rho_{cluster, Kondo} = n\rho_0 - n\rho_1 \log T,$$

其中

$$\rho_1 = \rho_M \left(\frac{3n_s J^d}{E_F} \right),$$

而

$$\rho_M = \frac{3(J^d)^2 S_{cl}(S_{cl} + 1)\pi m}{2e^2 E_F N \hbar}, \quad (3)$$

式中 S_{cl} 为一个自旋集团的有效自旋, J^d 为 S 电子和自旋集团之间 $s-d$ 交换积分常数, n_s 为每个原子的平均传导电子数目, E_F 为费密能级, n 为自旋集团的浓度, 可由 $n = N_{cl}/N = x \sum_{n=8}^{12} f(n)/c$ 公式计算(见表 2).

自旋集团耦合作用下的电阻率公式

考虑两个自旋集团通过一个 S 电子发生耦合引起的散射, 应用 Liu-Ruvalds 理论, 有以下电阻率表达式:

$$\begin{aligned} \rho_{cluster, RKKY} &= \rho_M (-1) (J^d)^2 6\pi N(E_F) n_s (n_{cl}, n_{cl}) n \cdot \frac{1}{2T} \Phi(\Delta) \left| \frac{\sin k_F \Delta}{k_F \Delta} \right|^2 \\ &= \frac{An}{T}, \end{aligned}$$

其中

$$\rho_M = \frac{3(J^d)^2 m \pi S_{cl}(S_{cl} + 1)}{8e^2 E_F},$$

$$\Phi(\Delta) = \frac{\cos 2k_F\Delta}{(2k_F\Delta)^3} - \frac{\sin 2k_F\Delta}{(2k_F\Delta)^4}, \quad (4)$$

式中 S_{cl} 为一个自旋集团的有效自旋, J^{sd} 为 s 电子和自旋集团之间 s - d 交换积分常数, n_s 为每个原子的平均传导电子数目, $N(E_F)$ 为费密面的能态密度, n 为自旋集团的浓度, (n_{cl}, n_{cl}) 为最近邻自旋集团的数目, Δ 为最近邻自旋集团间的距离.

这样总电阻率公式(2)可以改写成

$$\rho(T) = \rho(0) + \rho_i(T) - n\rho_l \log T + \frac{An}{T}, \quad (5)$$

其中 $\rho(0) = \rho_r + n\rho_0$, 和温度无关.

四、数值计算和结果

1. $\rho(0)$ 和 $n\rho_l$ 的确定

设 $\rho_i(T) \simeq \rho_i(\text{AuCu}, T)$ 或 $\rho_i(T) \simeq \rho_i(\text{Au}_{80}\text{Ni}_{20}, T)$ (均取实验数据), 前面已指出, $\rho(T) - \rho_i(T)$ 的实验数据在相当宽温度范围内很好地符合 $\log T$ 关系. 利用这些温度范围的 $\log T$ 关系, 把 $\rho(0)$ 和 $n\rho_l$ 确定下来, 由 $n\rho_l$ 值可以得到 ρ_l 值, 均列于表 3. $\rho(0)$ 计算值和 $\rho_{T=0}$ 实验值有些差别^[1].

表 3 $\rho(0)$, $n\rho_l$, An 和 J^{sd} 的计算值

x	$\rho(0)$ ($\mu\Omega \cdot \text{cm}$)	$n\rho_l$ ($\mu\Omega \cdot \text{cm}$)	ρ_l ($\mu\Omega \cdot \text{cm}$)	J^{sd} (eV)	An ($\mu\Omega \cdot \text{cm}$)	A
0.30	22.128	0.0269	96.04	-0.326	-0.00117	-4.19
0.32	25.776	0.0354	76.47	-0.306	-0.00147	-3.19
0.35	28.110	0.1089	121.95	-0.364	-0.00553	-6.19
0.37	31.180	0.2078	156.24	-0.400	-0.0124	-9.29
0.40	33.268	0.5121	223.43	-0.458	-0.0340	-14.84
0.42	34.340	0.7454	233.45	-0.470	-0.0517	-16.18

2. J^{sd} 的计算值

从(3)式中的 ρ_l 表达式来估算 J^{sd} 值, 下面讨论 c , S_{cl} , E_F , m 和 n_s 的取值.

首先讨论每个自旋集团的平均磁性 Ni 原子数目 c . 由于我们的 Au-Ni 合金样品是从液态快速淬火下来, Au 和 Ni 原子的分布接近随机分布, 自旋集团的平均尺寸要小, 即每个自旋集团所含的磁性 Ni 原子数目少. 为简单起见, 设每个集团所含的磁性 Ni 原子的数目是一样的, 都是 10 个, 即 $c = 10$. 而每个磁性 Ni 原子的自旋仍取 $1/2$, 则 $S_{cl} = 5$.

式中 E_F 的取值是这样考虑的: 对 Au, 在近自由电子近似下, $E_F = 5.51\text{eV}$, $k_F = 1.20 \times 10^8/\text{cm}$; 对 Ni, $N(E_F)$ 的实验结果为 40.41 (States/spin·atom·Ryd), E_F 的计算值分别为: 5.06 和 7.21eV ^[29]; 对富 Ni 的 Au-Ni 合金也有计算值, 如 $\text{Au}_{50}\text{Ni}_{50}$, $E_F \sim 0.7\text{eV}$, $N(E_F) \sim 40$ (states/spin·atom·Ryd)^[30]. 考虑以上各种情况, 选取 $E_F = 5.51\text{eV}$ 是

合理的. 另外取有效质量 m^* 和自由电子质量 m_0 之比为 10, 即 $m^* = 10m_0$.

n_s 为 Au 和 Ni 原子的传导电子的平均总和. 对 Au 原子, s 电子是 1. 对 Ni 原子, $3d$ 和 $4s$ 电子总和是 10, 对每个磁性 Ni 原子, $4s$ 电子数目可由玻尔磁子数 ($\mu_{\text{Ni}} = 0.606\mu_B$) 确定, 为简单起见, 可认为磁性 Ni 原子有 5 个 $3d$ 电子自旋朝上, 4.4 个 $3d$ 电子自旋朝下, 剩下 0.6 是 $4s$ 电子. 而没有磁性的 Ni 原子各有 5 个 $3d$ 电子自旋朝上和朝下, 没有 $4s$ 电子. 这样我们有以下 n_s 的表达式: $n_s = (1-x) + 0.6x \sum_{n=8}^{12} f(n)$, 其中 x 是 Ni 含量, n_s 的计算值列于表 2.

J^d 的计算值为 -0.326 — -0.470eV , 列于表 3.

3. An 值的确定

把 J^d 值代入(4)式. 仍取 $c = 10$, $S_{cl} = 5$, $m^*/m_0 = 10$, $E_F = 5.51\text{eV}$, $k_F = 1.20 \times 10^8/\text{cm}$, 并取 $N(E_F) = 40$ (States/spin·atom·Ryd). (n_{cl}, n_{cl}) 为最近邻自旋集团的数目, 取 6. Δ 为最近邻自旋集团间的距离, 取 $10 \text{ \AA}$ (约 2.5 倍于晶格常数), 则 $k_F\Delta = 12$, $\Phi(\Delta) = 3.34 \times 10^{-5}$, $\left| \frac{\sin k_F\Delta}{k_F\Delta} \right|^2 = 2.0 \times 10^{-3}$. 以上各量均代入(4)式, 得到 An 和 A 值, 列于表 3.

4. $\rho(T)$ 计算曲线

把按(5)式计算的 $\rho(T)$ 值画出曲线, 和实验结果进行比较, 符合得相当好(图 4 和图

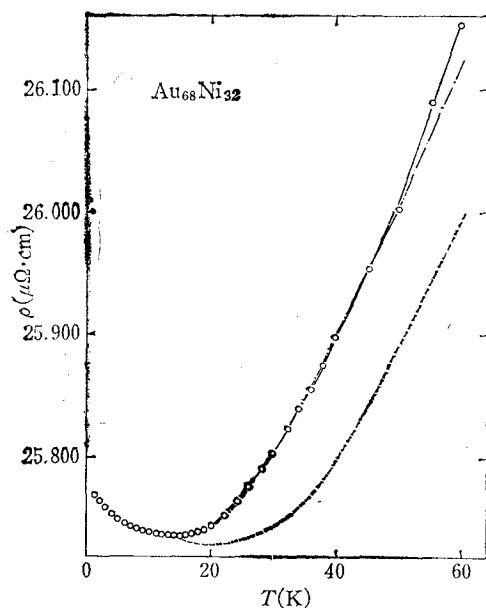


图 4 $\text{Au}_{68}\text{Ni}_{32}$ 合金电阻率 $\rho(T)$ 计算曲线和实验结果的比较 ○表示实验结果; ---是采用 $\rho_i(T) = \rho_i(\text{Au}_{80}\text{Ni}_{20}, T)$ 计算的结果; -·-·-是采用 $\rho_i(T) = \rho_i(\text{AuCu}, T)$ 计算的结果

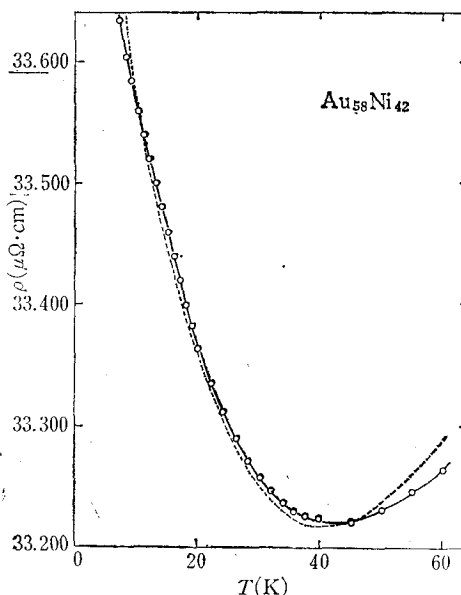


图 5 $\text{Au}_{58}\text{Ni}_{42}$ 合金电阻率 $\rho(T)$ 计算曲线和实验结果的比较 ○表示实验结果; ---是采用 $\rho_i(T) = \rho_i(\text{Au}_{80}\text{Ni}_{20}, T)$ 计算的结果; -·-·-是采用 $\rho_i(T) = \rho_i(\text{AuCu}, T)$ 计算的结果

5). 在 $T < T_{\min}$ 温度范围, 用 $\rho_i(\text{Au}_{80}\text{Ni}_{20}, T)$ 或 $\rho_i(\text{AuCu}, T)$ 替代 $\rho_i(T)$, $\rho(T)$ 计算值差别不大. 但是在 $T > T_{\min}$ 温度范围, 对 $x = 0.30$ 和 0.32 合金, 用 $\rho_i(\text{Au}_{80}\text{Ni}_{20}, T)$ 替代的 $\rho(T)$ 曲线和实验结果符合得更好(见图 4), 而 $x = 0.35-0.42$ 合金, 却是用 $\rho_i(\text{AuCu}, T)$ 替代的 $\rho(T)$ 曲线和实验结果符合得好(见图 5).

关于 An/T 项的影响, 由于 An 是负值, 有利于在低温时(如 $x = 0.40, 0.42$ 合金, 当 $T < 10\text{K}$) 电阻率的计算值和实验值相接近, 虽然计算值还是比实验值偏大些. 随着温度增高, An/T 项将迅速减小到零. 而对数项的影响会持续到较高温度.

五、结 论

应用低浓度自旋集团顺磁态合金的模型, 得到自旋集团孤立近似下和自旋集团耦合作用下的电阻率公式, 和晶格散射的贡献(由实验数据确定)联合起来, 令人满意地解释了 $\text{Au}_{1-x}\text{Ni}_x$ 合金 ($x = 0.30-0.42$) 低温出现电阻率极小值的实验结果.

当 $T < T_{\min}$, 电阻率随温度增高而下降, 主要是自旋集团孤立近似下的 Kondo 效应引起的. 自旋集团之间的 RKKY 耦合作用对电阻率的贡献在低温时大, 随着温度增高, 按 $1/T$ 规律迅速减小, 所以 $\rho(T) - \rho_i(T)$ 实验值在相当宽温度范围出现 $\log T$ 关系. 随着温度增高, 晶格散射对电阻率的贡献将变得重要, 在一定的温度 ($T = T_{\min}$), 电阻率出现极小值.

参 考 文 献

- [1] Yu Mei, E. H. Tyler and H. L. Luo, *Phys. Rev.*, **B26**(1982), 4299.
- [2] J. Kondo, *Prog. Theor. Phys.*, **32**(1964), 37.
- [3] R. W. Houghton, M. P. Sarachik and J. S. Kouvel, *Solid State Comm.*, **8**(1970), 943.
- [4] R. Tournier and F. Holtzberg, "Valence Instabilities and Related Narrow-Band Phenomena" edited by R. D. Parks (Plenum Press, 1977), p. 303.
- [5] G. Chouteau, O. Pena, F. Holtzberg, T. Penney, R. Tournier and S. Von Molnar, *J. Phys. Colloq.*, **37**(1976), C4-283.
- [6] P. Nozieres, Low Temperature Physics LT 14, edited by Matti Krusius and Matti Vuorio, North-Holland/American Elsevier, **5**(1975), 339.
- [7] W. M. Star, F. B. Basters, G. M. Nap, E. de Vroede and C. Van Baarle, *Physica*, **58**(1972), 585.
- [8] A. Berger, E. Bucher, P. Haen, F. Holtzberg, F. Lapierre, T. Penny and R. Tournier, "Valence Instabilities and Related Narrow-Band Phenomena" edited by R. D. Parks (Plenum Press, 1977), p. 491.
- [9] P. Haen, F. Holtzberg, F. Lapierre, T. Penney and R. Tournier, "Valence Instabilities and Related Narrow-Band Phenomena" edited by R. D. Parks (Plenum Press, 1977), p. 495.
- [10] A. Chenevas-Paule, P. Haen, F. Lapierre, R. Tournier and L. Vieux-Rochas, "Valence Instabilities and Related Narrow-Band Phenomena" edited by R. D. Parks (Plenum Press, 1977), p. 513.
- [11] C. Deenadas, A. W. Thompson, R. S. Craig and W. E. Wallace, *J. Phys. Chem. Solids*, **32**(1971), 1853.
- [12] B. Cornut and B. Coqblin, *Phys. Rev.*, **B5**(1972), 4541.
- [13] M. Nicolas-Francillon, A. Percheron, J. C. Achard, O. Gorpchov, B. Cornut, D. Jerome and B. Coqblin, *Solid State Comm.*, **11**(1972), 845.
- [14] F. Steglich, W. Franz, W. Scuken and M. Loewenhaupt, *Physica*, **86-88B**(1977), 503.
- [15] C. D. Bredl, F. Steglich and K. D. Schotte, *Z. Physik* **B29**(1978), 327.
- [16] T. Komatsubara, T. Suzuki, M. Kawakami, S. Kunii, T. Fujita, Y. Isikawa, A. Takase, K. Kojima, M. Suzuki, Y. Aoki, K. Takegahara and T. Kasuya, *J. Magn. Magn. Mater.*, **15-18**(1980), 963.
- [17] N. Sato, T. Komatsubara, S. Kunii, T. Suzuki and T. Kasuya, "Valence Fluctuations in Solids" edi-

- ted by L. M. Falicov, W. Hanke, and M. B. Maple (North-Holland Publishing Company, 1981), p. 259.
- [18] B. Coqblin and J. R. Schrieffer, *Phys. Rev.*, **185**(1969), 847.
 - [19] F. E. Maranzana, *Phys. Rev. Letters*, **25**(1970), 239.
 - [20] S. Maekawa, S. Takahashi, S. Kashiba and M. Tachiki, *J. Appl. Phys.*, in April, 1985 (Proceedings of 30th Annual Conference of Magn. Magn. Mater., 1984).
 - [21] H. M. Ahmad and D. Greig, *Phys. Rev. Letters*, **32**(1974), 833.
 - [22] R. W. Cochrance, R. Harris, J. O. Ström-Olson and M. J. Zuckermann, *Phys. Rev. Letters*, **35**(1975), 676.
 - [23] D. Markowitz, *Phys. Rev.*, **B15**(1977), 3617.
 - [24] E. H. Tyler and H. L. Luo, *Inst. Phys. Conf. Ser.*, **39**(1978), 519.
 - [25] 余梅、刘尊孝、罗惠临, *物理学报*, **34**(1985), 1126.
 - [26] J. P. Perrier, B. Tissier and R. Tournier, *Phys. Rev. Letters*, **24**(1970), 313.
 - [27] K. Levin and D. Mills, *Phys. Rev.*, **B9**(1974), 2354.
 - [28] Fu-Sui Liu and J. Ruvads, *Physica*, **107B**(1981), 623.
 - [29] "Electrons at the Fermi Surface" edited by M. Springford (Cambridge Univ. Press, 1980).
 - [30] P. Weinberger, *J. Phys. F: Met. Phys.*, **13**(1983), 625.

A MECHANISM OF RESISTIVITY MINIMA IN $\text{Au}_{1-x}\text{Ni}_x$ ALLOYS ($x = 0.30-0.42$)

YU MEI LIU FU-SUI

(Department of Physics, Peking University)

H. L. LUO

(Department of Electrical Engineering and Computer Sciences, University of California, San Diego, USA)

ABSTRACT

In order to explain the experimental results of resistivity minima in $\text{Au}_{1-x}\text{Ni}_x$ alloys ($x=0.30-0.42$) at low temperature, we propose a model of the alloy with dilute spin clusters in the paramagnetic state based on the s - d interaction. The resistivity contribution from the electron scattering by isolate spin clusters and by spin clusters with a ferromagnetic RKKY interaction are considered. Combining with the phonon contribution, derived from the experimental data of $\rho_i(T)$ of Au-Cu or $\text{Au}_{80}\text{Ni}_{20}$ alloy, we obtain a resistivity minimum. The calculated total resistivity $\rho(T)$ is in good agreement with the experimental result. It is shown that a decrease in ρ with increasing temperature below $T_{\min}$ is mainly attributed to the Kondo effect caused by isolate spin clusters. The electron scattering from coupled spin cluster pairs gives a much smaller contribution to the resistivity, which exhibits a T^{-1} temperature-dependence and decreases rapidly with increasing temperature. So the experimental results of $\rho(T)-\rho_i(T)$ in $\text{Au}_{1-x}\text{Ni}_x$ alloys ($x=0.30-0.42$) show a $\log T$ temperature-dependence over a wide temperature range.