

その物理的根拠は：①ではスピンがばらばらになつて了うが、 $(\vec{k} \cdot \vec{R}_{ij}^0 / k R_{ij}^0)$ の為に $ka \ll 1$ でも a_k は exchange エネルギーに比例せず、従つて kinematical slowing down を起さぬこと、②では (a_k, a_k^*) がスピン系の critical fluctuation によつて異常に増大し thermodynamic slowing down を惹起すること；による。①②の場合共 a_k は k^2 に比例する。 T_N 近傍及び高温領域の或る温度 (T_∞) での a の比は、 MnF_2 を例にとると、

$$a_{T_N}/a_{T_\infty} \cong \frac{50}{9\pi^2} \sqrt{\frac{1637}{1200}} \frac{T_\infty}{T-T_N} \quad (3)$$

と求められる anisotropy エネルギーを考慮すれば $T \rightarrow T_N$ での発散は押えられる。(3)では高温側の a に a_{T_∞} 即ち high temp limit の値を代入したのでローレンツ型の $(T-T_N)^{-1}$ があらわに顔を出したが、高温側の一般の温度で a は $(T-T_N)^{-3/2}$ に比例する singularity を示す。

k の $[1, 0, 0]$, $[1, 1, 0]$ 方向に対しては、 $(a_k(t), a_k^*)$ をガウス型 or ローレンツ型にするかにより a の T -依存性のみならず k -依存性も k or k^2 と異つてくる。とも角 $(a_k(t), a_k^*)$ の decay form が敏感に a の T, k -依存性に反映する。連分数法 (cf. Mori) を用いると $(a_k(t), a_k^*)$ の decay form を決める要なく簡単に求まり、実は全温度領域で a は (3) と同じ、即ち $(a^*(t), a)$ をローレンツ型 decay としたと同じ、 $(T-T_N)^{-1}$ type の singularity を示すことが判る。

磁性体の電気抵抗

萬 成 勲

強磁性体に $s-d$ 相互作用モデルを採用した場合の電気抵抗は Kasuya¹⁾ の他によつて計算されていて、定性的には実験結果と一致している。しかし定量的にはいくつかの点が残されている。例えば $s-d$ 相互作用モデルが比

二次相転移・不可逆過程

較的よく適用出来、しかもスピン波の考えがよい近似であると思われる Gd について電気抵抗は極く低温でだけ T^2 に比例し (スピン波で説明出来る部分) 少し温度が下ると、実験値は急に大きくなる。この問題に関連して Goodings²⁾ の考えは重要である。彼は次の二つの過程を考える:

(a) スピン波の吸収, 発射をともなう s-s 遷移, (b) 同じく s-d 遷移。

(Kasuya 等の計算は(a)の過程のみに限られている。) 彼の計算は低温に限られているが(b)に相当した過程は高温でも重要と思われる (その際は局存化した d-スピンの配向に変化をともなう s-d 遷移)。一方低温での実験としては White 等³⁾, Kondorsky 等⁴⁾ のものがあるが前者の方が信頼性があると思われる。尚後者の実験の解析に関連して Liu⁵⁾ の理論があるがこの計算には問題がある。

s-d モデルで電気抵抗を計算する際、次の積分が重要である⁶⁾。

$$I(\mu) = \pi^{-3} \int_0^\pi \int_0^\pi \int_0^\pi [\mu^{-1} - f(x, y, z)]^{-1} dx dy dz, \quad (0 \leq \mu \leq 1)$$

ただし sc, bcc, fcc に対して

$$f(x, y, z) = (\cos x + \cos y + \cos z)/3, \cos x \cos y \cos z,$$

$$(\cos x \cos y + \cos y \cos z + \cos z \cos x)/3.$$

我々は $I(\mu)$, $dI/d\mu$ の 8 桁の数表を作成した。 μ のきざみ $\Delta\mu$ は

$$0 \leq \mu \leq 1, \quad \Delta\mu = 10^{-4}; \quad \mu \lesssim 1, \quad \Delta\mu = 10^{-5}, 10^{-6}, 10^{-7}$$

である。尚 $I(\mu)$, $dI/d\mu$ は平衡状態の性質を論ずる際にも重要である (例えば MnF_2 の磁気異方性を論じた中村の論文⁷⁾)。

文 献

1) Kasuya, Prog. Theor. Phys. 16 (1956), 58.

Mannari, ibid. 22 (1959), 335.

2) Goodings, Phys. Rev. 132 (1963), 542.

3) White et al., Phil. Trans. Roy. Soc. A251 (1958), 273.

4) Kondorsky et al., J. Appl. Phys. 29 (1958), 243.

- 5) Liu, pre-print
- 6) Mannari et al., 第19回年会 (1964).
Mannari et al., Research Notes No.15 (1964),
Dept. Phys., Okayama Univ.
- 7) Nakamura, Phys. Rev. 128 (1962), 2500.

稀薄合金の強磁性

金 徳 洲

最近パラジウムに0.1%程度の鉄またはコバルトをとかした合金が強磁性になることがわかり、中性子回析でこの強磁性の本質について調べられた。それによると強磁性磁化は磁気的不純物質原子の近傍にだけ集中しているのではなく、ほぼ一様にひろがっている。そこで我々はこれらの稀薄合金の強磁性の荷い手は伝導電子であると考え。そのために不純物上の局在スピンの伝導電子との間の相互作用が伝導電子間の反撥力を与えることを示す。電子格子相互作用から電子間の引力を導いたBardeen-Pinesの方法にならうのである。純粋なままでは電子間クローン相互作用が弱くて強磁性になれなかつた金属がこの附け加わった反撥力のおかげで強磁性になりえることを示す。

二次相転移に伴う dynamical anomaly

富 田 和 久

表題は世話から与えられたものであるが、ここではHeisenberg スピン系における転移点近傍に限り、筆者が興味をもつ二つの題目について述べよう。