

ることが電気抵抗のピークの原因であると考え。局在スピン間の Ruderman-Kittel 型の相互作用を分子場近似で取扱い，高温でのスピンの対相関を求め，この対相関の発散する温度としてキュリー（ネール）点を定義してやると以上の考えが実現される。

分子場近似で求めたキュリー温度は不純物の濃度に比例するが，実際はそうでなく，その濃度依存性は低濃度で急で，高濃度になるとゆるやかになる。われわれの求めた対相関関数は，現状では，この事実を反映していないが，この事実を現象論的に考慮してやると濃度の増加と共に抵抗の異常のゆるやかになつて行くことも理解される。われわれの結果によれば，キュリー温度の濃度依存性の急なところで抵抗の異常は著しいのである。勿論，不純物の濃度が増えて行くにしたがつて不純物原子の電子状態が変化することも考慮すべきであろう。

不純物の濃度の高い極限の一例として Gd の抵抗の温度変化を調べてみると，われわれの結論とよく符合するようである。

合金の電気抵抗

萬 成 勲（静大文理）

合金の原子配列の空間的なゆらぎは伝導電子の散乱をひき起し，したがって電気抵抗の原因となる。電気抵抗のこの様な部分（ ρ とする）の温度依存性を T_c 近くでしらべる。その際散乱確率にあらわれてくる原子配列の不規則性に関する量を Landau の現象論（Landau, 統計物理学 § 115）を用いて評価する。それ故こゝで行う計算は，short range な fluctuation の影響が問題になる場合には余り妥当でなく，散乱に際して momentum transfer が小さいこと，したがって又伝導電子の Fermi 球が小さいことが必要である。

(a) solid solution（例，In-As-Te 系：Parrott, J. Phys.

Chem. Solids 23 (1962), 1437), 或は A B 合金における order-

disorder の場合。 T_c 以上で

$$\rho/\rho_c = t \left\{ 1 + \frac{2(t-1)}{(k_F d)^2} \log \frac{2(t-1)}{(k_F d)^2} + O(t-1) \right\},$$

$\rho_c = \rho(T=T_c)$, $t = T/T_c$, k_F は Fermi 球の半径, d は格子間隔。

又 T_c 以下ではこの式で因子 2 を 4 とし, $t-1$ を $|t-1|$ とした式で電気抵抗が与えられる。 $\rho-T$ 曲線は T_c で鋭いピークを持ち, それは $k_F d$ が小さい程鋭くなる。又ピークのあらわれる温度範囲は $|t-1| < (k_F d)^2$ で与えられる。

(b) AB_3 合金における order-disorder の場合。

例えば $k_F d = 0.4$ に対しては T_c 近くで

$$\begin{aligned} \rho/\rho_1 &= 1 - 2.35 (t-1), & (T_c \text{ 以上}) \\ &= 1.042 - 17.9 (1-t), & (T_c \text{ 以下}) \\ \rho_1 &= 0.648 \rho_c \end{aligned}$$

が得られる。 $k_F d$ の値によつてこの式にあらわれる数因子は多少異つて来るが, 電気抵抗は T_c 近くでは $|t-1|$ に比例して変化する。したがつて (a) の場合よりも $\rho-T$ 曲線のピークはゆるやかである。

(a) の場合の $\rho(T)$ は de Gennes, Friedel (J. Phys. Chem. Solids 4 (1958), 71) が強磁性金属に対して与えたもの (例えば彼等の (5.8)) と本質的には同じである。尚彼等の結果では $\rho_c/\rho_\infty = 3/(k_F d)^2$, $\rho_\infty = \rho(T=\infty)$ が成立していて k_F が小さい程 ρ_c は大きくなる。

合金ではないが同じ様な範ちゆうに属するものとして強磁性金属の電気抵抗の T_c 近くでの温度依存性の問題がある。高温展開を行なつた結果は前回の研究会の時に報告したが (物性研 vol. 1, No. 1, p. 66), 高温展開によらずに出来るだけげんみつに計算することを計画中である。