

講義ノート

金属強磁性第1回

金森 順次郎 (阪大)

- § 1 問題の所在点と実験事実
- § 2 理論と概観
- § 3 Itinerant Electron Model —Slater の理論—
- § 4 Correlation
- § 5 Localized Moment と Itinerant Electron Model.
- § 6 Anderson Model
- § 7 Alexander -Anderson-Moriya の理論
- § 8 Anderson Model と Correlation
- § 9 雑

綜合文献

- C. Herring Exchange Interactions among Itinerant Electrons, Magnetism vol. IV ed. Rado-Suhl
N. F. Mott Advances in Phys. 13 (1964) 325

§ 1 問題の所在点と実験事実

① d^n (遷移元素)

3d	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu
4d	Y	Zr	Nb	Mb	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag
5d	La	Hf	Ta	W	Re	Os	Ir	Pt	Au

強磁性を示す金属 (単体) は遷移元素、稀土類元素に限られている。又合金

金 森 順 次 郎

でも強磁性のみならず磁氣的秩序状態（反強磁性、Screw 磁性）を示すものは大抵遷移元素、稀土類元素を含んでいるのが殆んどである。又単体で強磁性になるのは Fe, Co, Ni だけであり、Screw 磁性、反強磁性を示すものは Cr と Mn だけである。合金において強磁性は必ずしもこれらの元素に由来するとは限らないことが次の合金が強磁性になる事実が発見されていることから明らかである。

Sc In_x x=0.238~0.242 ; 0.032~0.039 μ_B /Sc の強磁性

Zr Zn₂ : 0.13 μ_B

これら 合金の強磁性の本性はまだ理解されておらずむしろ不思議なものでその解明は今後の課題である。

Sc In_x : B.T. Matthias et al. Phys. Rev. Letters 7 ('61) 7

Zr Zn₂ : B.T. Matthias and R.M. Bozorth, Phys. Rev. 109

(53) 604

neutron diffraction : S.J. Pichant et al. Phys.

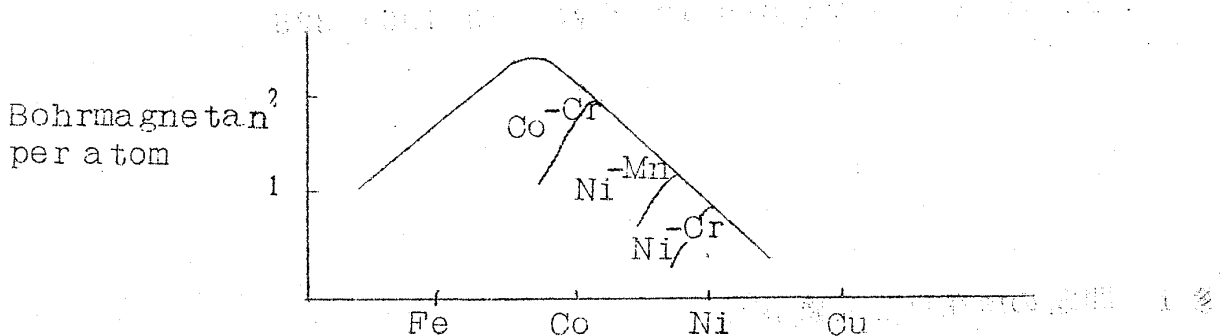
Rev. Letters 12 ('64) 1444

R. Nathans, Nottingham Conf. ('64)

Mnが入つて強磁性体になるものに Heusler alloy がある。

Fe ; 2.2 μ_B /atom, Co ; 1.7 μ_B /atom, Ni ; 0.6 μ_B /atom

この3つの元素の合金に対して次の Slater-Pauling 曲線が得られている。



これについては

J. B. Goodenough, Magnetism and the Chemical Bond を参照。

② 比熱

金属強磁性才 1 回

比熱 \propto Fermi 面での state density

insulator の d electron はその level と Fermi level との間が大きく Fermi 面での state density は小さい。

Ni についての比熱の測定値から state density を求めると小さくないことがわかる。

$$C = \gamma T \rightarrow 17.3 \text{ states/atom.eV}$$

このことから 3d の電子は Fermi 面よりずつと下にあるのではなく結晶を動きまわつて大きな band 巾をつくつていていると考える必要がでてくる。

③ Cohesive energy

Na にくらべて Cu は melting point は高い。これは Cu の d electron が広く動きまわることによると考えられる。

④ High Field Hall and Magnetoresistance

E. Fawcett and W. A. Read, Phys. Rev. Letters 9 (62) 336

Phys. Rev. 131 (63) 2463

Phys. Rev. 136 (64) A422

d electron が conduction に直接参加しているだろうことを推測させる実験事実。

hole : unoccupied n_h 個/atom

electron occupied n_e

$n_e \neq n_h$ のとき;

$\rho(H)/\rho(0)$ は saturate する

$$\text{Hall const. } R \rightarrow \frac{1}{ec(n_h - n_e)}$$

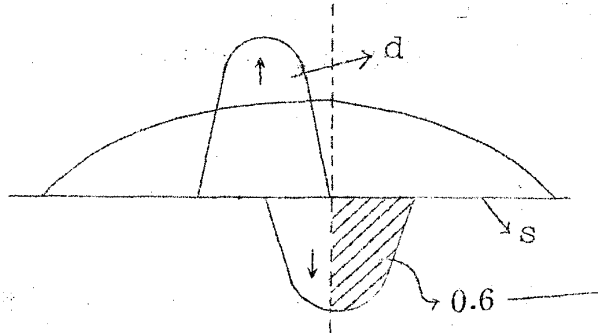
$n_e = n_h$ のとき;

$\rho(H)/\rho(0) \propto H^2$ (saturate しない)

金 森 順 次 郎

(以上 Lifshitz の理論)

Ni 40% Cu 60% → 強磁性でなくなる (Slater-Pauling 曲線から)



Mott (1935)
60% Cu で全部うめられてしまふという picture で上の事実を説明した。



d electron が conduction に寄与しないとすれば $R \rightarrow \frac{1}{ec(n_h - n_e)}$ で $n_h - n_e$ は 0.1 あたりのはんばな数字になつてしまふ。

High Field Hall experiments : $\omega_c \tau \gg 1$

H が大きいと d, s とともに $\omega_c \tau \gg 1$ はみたすが H が小さくなると d の τ は小さいので d と s の差が Hall 効果, magnetoresistance にあらわれるはずである。実験では 18koe までは $\rho(H)/\rho(0)$ は saturate する。これは $n_h \approx n_e$ の場合に相当し Ni が even valent で普通ならば $n_h = n_e$ をみたすはずのところ、d band の hole mobility が小さくて $\omega_c \tau \gg 1$ をみたさず、したがって conduction に s 電子ほどきかないからだとはじめは解釈された。しかしさらに 80koe で実験をしても同じ結果があらわれ、上の解釈を保つためには d band の mobility は異常に小さくしなければならないことになつてしまふ。Fawcett は Ni の d band の mobility は小さくなく conduction にきくものとして上の実験事実を合理的に解釈する方法を与えた。

$n_h - n_e = -1.00$ ($R \rightarrow \frac{1}{ec(n_h - n_e)}$ から)

s band

d band

$n_s = n_{se} = 0.6$

$\sum_{i \neq j} n_{hi}, n_{ej} = 1 - n_{hj}$

$n_h = \sum_{i \neq j} n_{hi}, n_e = n_{se} + 1 - n_{hj}$

$n_h - n_e = \sum_{i \neq j} n_{hi} - (1 - n_{hj}) - n_{se}$

金属強磁性才 1 回

$$=-1 (\because \sum_{i \neq j} n_{hi} + n_{hj} = n_{se})$$

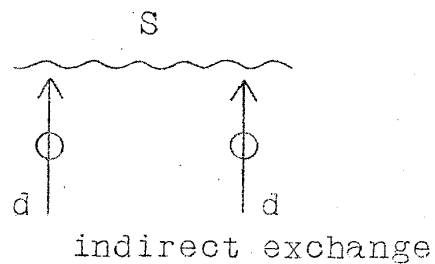
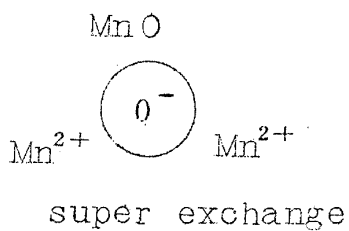
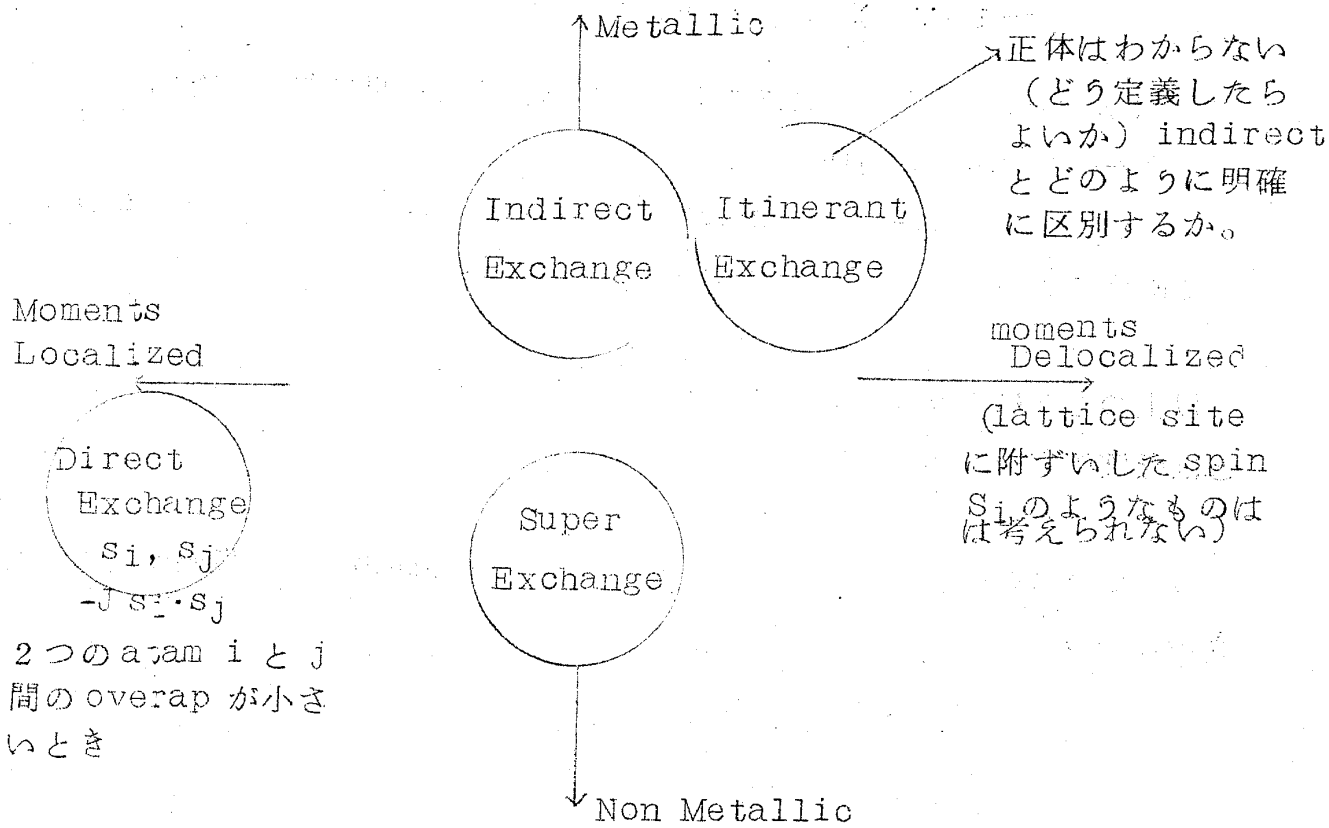
d が conduction に参加していないとこの結果は得られない。

Fe-Co の場合も同様。

Pd の de Haas-van Alphen effect : 4d が Fermi 面をもつていて観測にかかり conduction にきいていると考えられる。

以上のことにより d electron がうごく (conductionにきく) ということはほぼ確定的といえるだろう。

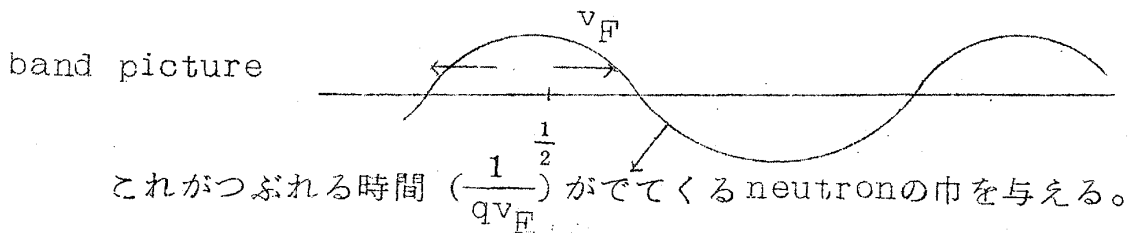
conduction と spin の状態の関係を大体次の図のように表わすことができるだろう。



(Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida)

○ Neutron Inelastic Scattering

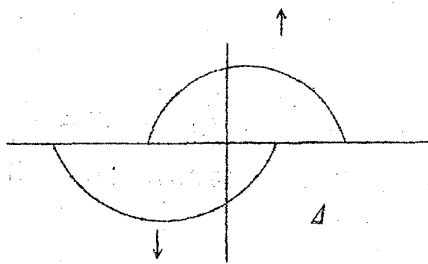
$\langle \bar{M} - q(t) \bar{M} q(0) \rangle \longleftrightarrow$ 実験



Heisenberg model での T_c 近傍での critical scattering にともなう巾と上でえられる巾とは大いにちがう。実験の方も上のものはちがう。これらは一見 d electron が band 的でないことを示唆している。

しかしながら

Izuyama et al. J. Phys. Soc. Japan 18 (63) 1025 では d electron に対する band picture にたつても実験事実を説明することができると主張されている。



Stoner model ;

$$\Delta = \alpha M$$

Stoner model での完全な free electron というのは実際のものとはちがうのであり、実際は interaction をもつていてその結果 inelastic scattering の巾が上のものとは異なるために、localized electron と itinerant electron で巾は大してちがわない (ともに life time はそれほど短くならない)

○ Susceptibility

J.S. Kouvel and M.E. Fisher, Phys. Rev. 136 (64) A1626

J.E. Noakes and A. Aarott, J. Appl. Phys. 35 (64) 931

実験 $\chi_0 = C [T - T_c]^{-\gamma}$

Ni $\gamma = 1.35 \pm 0.2$ (Kouvel)

Fe, Fe-V, $\gamma = 1.37 \pm 0.04$ (Noakes-Aarott)

J. Gammel et al. Proc. Rpg. Soc. A275 (63) 257

の理論にもとづいて C を決めることができる C は S の大きさになる。

金森順次郎

Ni $S = \frac{1}{2}$ として $0.642 \mu_B$ $r \approx 4/3$ をもつとして C を計算したものは実験値とよくあう。(Heisenberg picture で)

この例では Ni が localized moment をもっていることを示しているといふことができる。

insulator の強磁性体 ($\text{CuK}_2\text{Cl} \cdot 2\text{H}_2\text{O}$)

$$r = 1.36 \quad \text{CuK}_2\text{Cl} \cdot 2\text{H}_2\text{O}$$

$$r = 1.37 \quad \text{Cu}(\text{NH}_4) \cdot 2\text{H}_2\text{O}$$

○ Dilute Alloy

Fe $2.2 \mu_B$ Ni をまぜると $2.8 \mu_B$ (face center) V, Cr をまぜると (body center) $2.2 \mu_B$ にかわりない. magnetic entropy: $k \ln 3$

Ni $0.6 \mu_B$ V, Cr をまぜると非常に変化する。

このことから Fe の場合は結晶のなかでも Fe 自身の原子的性質を保持しているようでもある。Ni ではそれがはつきりしない。

以上の諸事実から、前にえがいた conduction と spin の状態の関係を示す概念図のなかに大体次のように位置づけることができるだろう。

