



分子性物質 —磁性体—

(物性研究所・新物質科学研究部門)
森 初果

磁化率と磁気モーメント

* 磁化率

$$\chi = \frac{M}{H} \quad (\text{emu mol}^{-1})$$

M : 1molあたりの磁化、常磁性と反磁性の寄与

H : 磁場

* 電子の磁気モーメント

スピン

電子の自転、スピン角運動量 $=\hbar s=1/2\hbar$ (s ;スピン量子数 $=1/2$)

スピンの磁気モーメント $\mu_s=-2\mu_B s$ ($s=1/2 \rightarrow \mu_s=-\mu_B$)

上向き、下向きスピン状態の占有数の差に由来。

遍歴性か局在性化で記述法が異なる。

軌道運動

スピンの公転、軌道角運動量 $=\hbar l$

角磁気モーメント $\mu_l = -\mu_B l$

量子力学で初めて登場

反磁性

閉殻構造をもつ原子またはイオンの場合

閉殻の物質に磁場をかけると、レンツの法則より、磁場を遮蔽する誘導電流が流れ、磁化率は負となる。

$$\chi = \frac{M}{H} = -\frac{\mu_0 Z e^2}{6m} \langle r^2 \rangle < 0$$

原子の殻の反磁性の和 (Pascal則 $\sum \chi_a$) とベンゼンなど芳香族環状電流など補正項 λ の寄与で表される。

$$\chi = \sum \chi_a + \lambda$$

常磁性

開殻構造をもつ原子またはイオンの場合

* 常磁性

不対電子をもつ有機物や金属イオンは磁気モーメント μ をもつ。

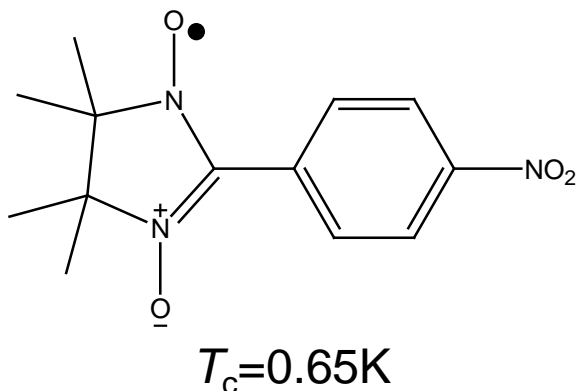
$$\mu = g\mu_B J$$

$$g: g \text{ 値、 } \mu_B = e\hbar / 2m_e c = 9.27 \times 10^{-21} \text{ emu} \quad (\text{ボーア磁子})$$

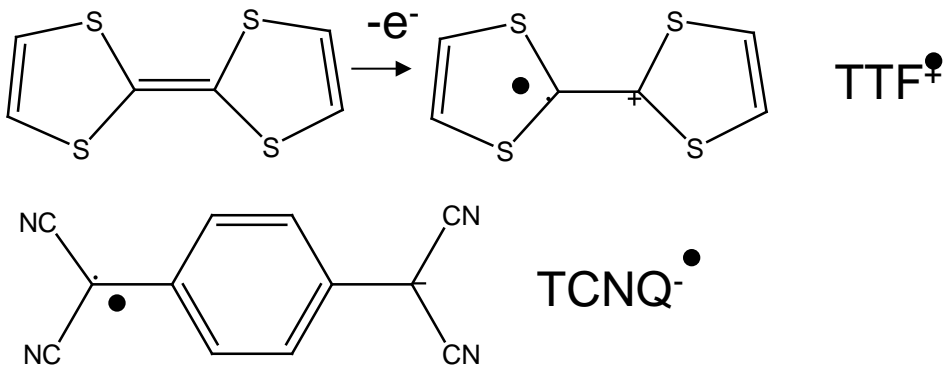
$$J = \sum l_j + \sum s_j \quad l: \text{軌道角運動量、} s: \text{スピン角運動量}$$

常磁性の起源

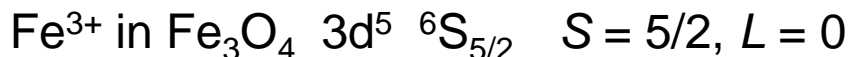
(1) 有機ラジカル



(2) 有機ラジカルカチオン、アニオン



(3) 遷移金属イオン

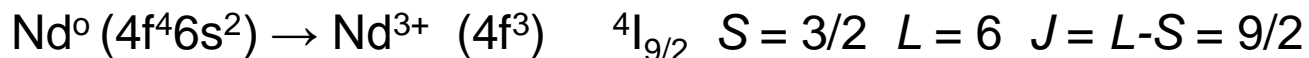


3d金属の場合、結晶場のため軌道角運動量の消失が起こりスピンのみが磁気モーメントに効いてくる。

$$2S+1 L_J$$

dスピン4以下 $J = L - S$
dスピン5以上 $J = L + S$
 $L = S, P, D, F, \dots$ for $L = 0, 1, 2, 3, 4$

(4) ランタノイド



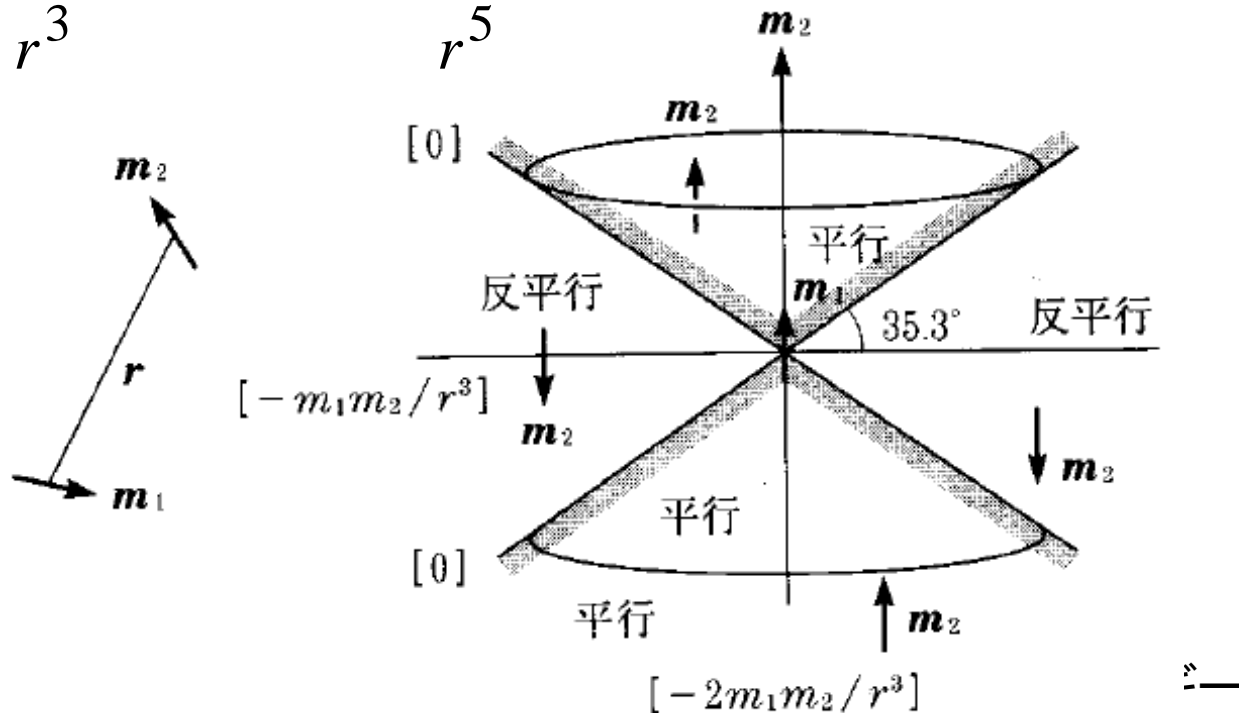
f金属の場合、f軌道が内側にあるため軌道角運動量も生き残り
 $4f^6$ 以下 $J = L - S$, $4f^7$ 以上 $J = L + S$ で効いてくる。

磁氣的相互作用

(1) 磁気双極子間相互作用 (磁荷は必ずNSと対になっている)

$$E_d = \frac{\mathbf{m}_1 \cdot \mathbf{m}_2}{r^3} - \frac{3(\mathbf{m}_1 \cdot \mathbf{r})(\mathbf{m}_2 \cdot \mathbf{r})}{r^5}$$

0. 1K程度の弱い交換相互作用

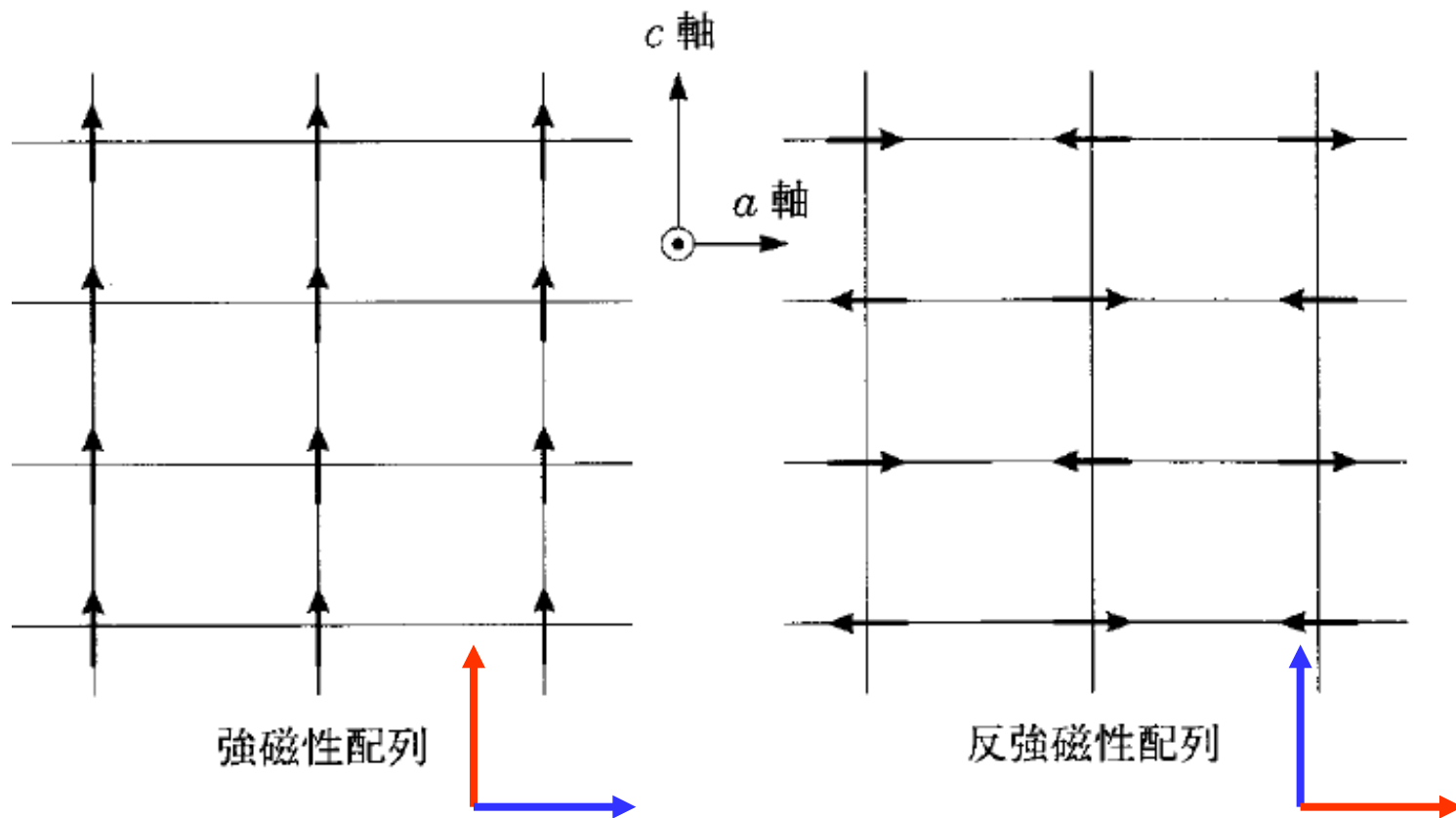


4-1 図 磁気双極子相互作用

右図は \mathbf{m}_1 を固定したとき \mathbf{m}_2 の安定な方向

[] は \mathbf{m}_1 と平行, および直角方向の結合エネルギー

磁気容易軸 →、困難軸 →



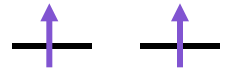
4-2 図 2次元矩形格子の強磁性・反強磁性体における磁気双極子による容易軸

(2) (直接) 交換相互作用 (大きいもので1000Kも有り)

一重項

三重項

(1) 縮退した2レベル(例えば同一分子上の)



三重項の方が交換積分

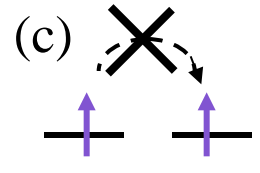
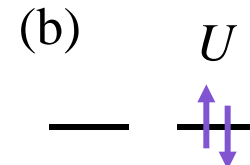
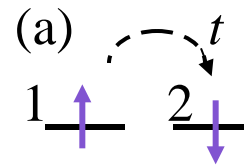
$$J_{12}$$

$$J_{12} - K_{12}$$

$$K_{12} = \int \phi_1^*(1)\phi_2^*(2) \frac{e^2}{r_{12}} \phi_1(2)\phi_2(1) d\tau > 0 \quad \text{だけ安定 (potential exchange)}。$$

→ スピンは平行(強磁性的)に。(Hundの規則) ← これが本来の交換積分

(2) 隣合った2原子



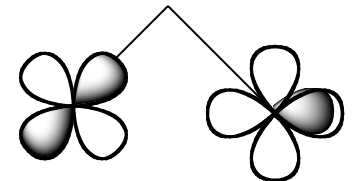
原子1から原子2へ電子が transfer積分 t で飛ぶと、

エネルギーは on-site Coulomb 積分 U だけ上昇する (b)。これから (a) の状態に戻ると、(b) を混ぜることで (a) の状態は 2次摂動により だけ安定化する。平行スピン (c) についてはこのような動きが Pauli の排他原理によって禁止されているので、反平行の (a) の方が J だけ安定 (kinetic exchange)。

$$J = -\frac{2t^2}{U}$$

通常原子間では (2) \gg (1) なので反強磁性 $J < 0$ のほうが安定。

例外: 隣り合う原子の軌道が直交する場合は $t \rightarrow 0$ になるため (2) $\rightarrow 0$ で (1) だけが残って強磁性 $J > 0$ になる。(Kanamori-Goodenough 則)



(3) 超交換相互作用

磁性原子間の中間の非金属原子の分極を媒介として働く交換相互作用。

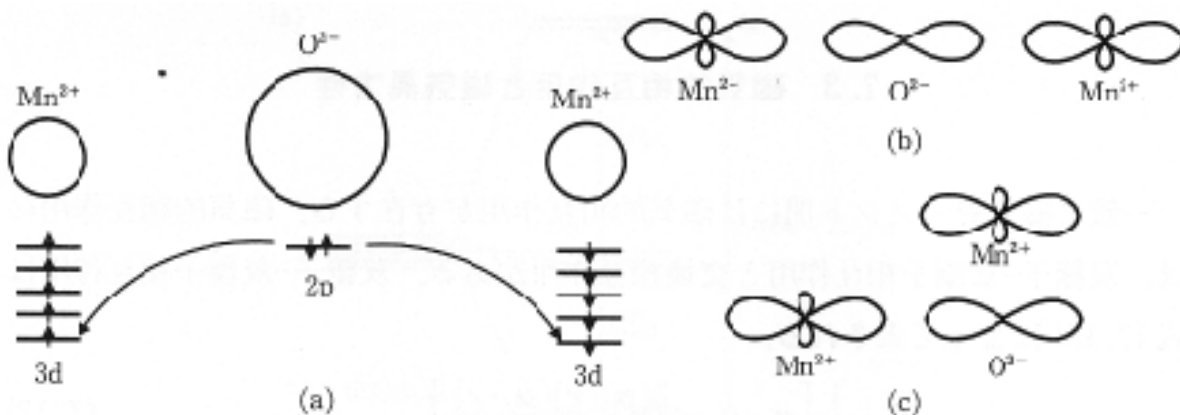
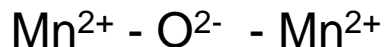


図 7.5 MnO における超交換相互作用

(a) 2つの Mn 原子とそれによってはさまれた O 原子。Mn 原子は 3d⁵ 状態をとり、O 原子は 2p 状態がすべて電子で占有されている。(b) Mn-O-Mn が直線状に並んだ場合。(c) Mn-O-Mn が直交して並んだ場合。



(a) Mn²⁺間には反強磁性的相互作用

(b) 交換相互作用大 ← 波動関数の重なり大

(c) 交換相互作用小 ← 波動関数の重なり小

交換相互作用

サイト*i,j*間の相互作用

$$H = -2(J_x S_{ix} S_{jx} + J_y S_{iy} S_{jy} + J_z S_{iz} S_{jz})$$

$$J_x = J_y = J_z \quad \text{Heisenberg型}$$

$$H = -2JS_i S_j$$

$$J_x = J_y = 0 \quad \text{Ising型}$$

$$H = -2J_z S_{iz} S_{jz}$$

$$J_x = J_y = J \quad \text{XY型}$$

$$J_z = 0$$

$$H = -2J(S_{ix} S_{jx} + S_{iy} S_{jy})$$

磁氣的性質

* 磁氣的相互作用 磁氣双極子間相互作用、交換相互作用

* 磁氣異方性

異方的な交換相互作用 Heisenberg, XY, Ising model

双極子—双極子相互作用

スピン—軌道相互作用

* スピンハミルトニアン

$$H = \mu_B \mathbf{S} g H + D S_z^2 + E(S_x^2 - S_y^2)$$

g g テンソル スピンの方向を決める

D ゼロ磁場分裂パラメータ z 方向の異方性 $D > 0$ z 軸に垂直な面内

$D < 0$ z 軸に方向

E ゼロ磁場分裂パラメータ 面内の異方性

遷移金属d電子の不对電子

フント則に従う

- (1) パウリの原理が許す範囲で最大のスピン量子数をもつ
- (2) 最大スピンSをとる条件下で最大の量子数Lをもつ

スピン軌道相互作用 λLS

dスピン 4以下 $J = L - S$

dスピン 5以上 $J = L + S$

$L = S, P, D, F, \dots$ for $L = 0, 1, 2, 3, 4$

$$2S + 1 L_J$$

表 7.1 遷移金属自由イオンの基底状態における d 電子の配置

	Ti ³⁺	V ³⁺	Cr ³⁺	Mn ³⁺	Fe ³⁺ Mn ²⁺	Co ³⁺ Fe ²⁺	Co ²⁺	Ni ²⁺	Cu ²⁺
軌道角 運動量	m=2	↑	↑	↑	↑↓	↑↓	↑↓	↑↓	↑↓
	1	—	↑	↑	↑	↑	↑↓	↑↓	↑↓
	0	—	—	↑	↑	↑	↑	↑↓	↑↓
	-1	—	—	—	↑	↑	↑	↑	↑↓
	-2	—	—	—	—	↑	↑	↑	↑
d 電子数	1	2	3	4	5	6	7	8	9
基底状態	² D _{3/2}	³ F ₂	⁴ F _{3/2}	⁵ D ₀	⁶ S _{5/2}	⁵ D ₄	⁴ F _{9/2}	³ F ₄	² D _{5/2}

5つのd軌道、配位子場分裂 (a)

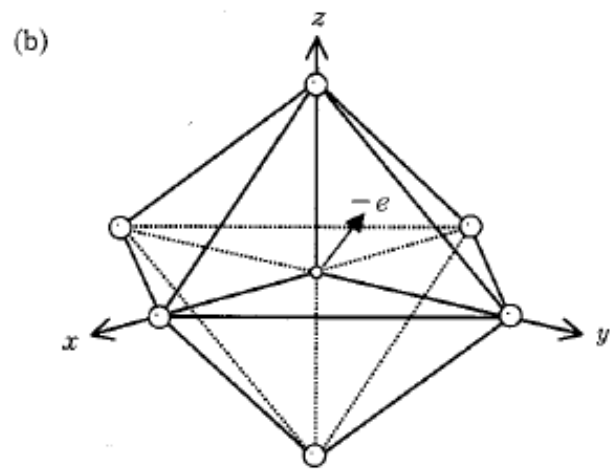
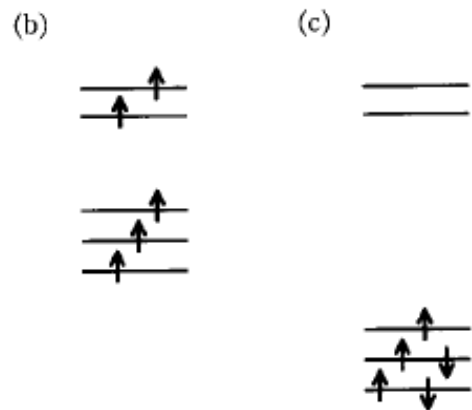
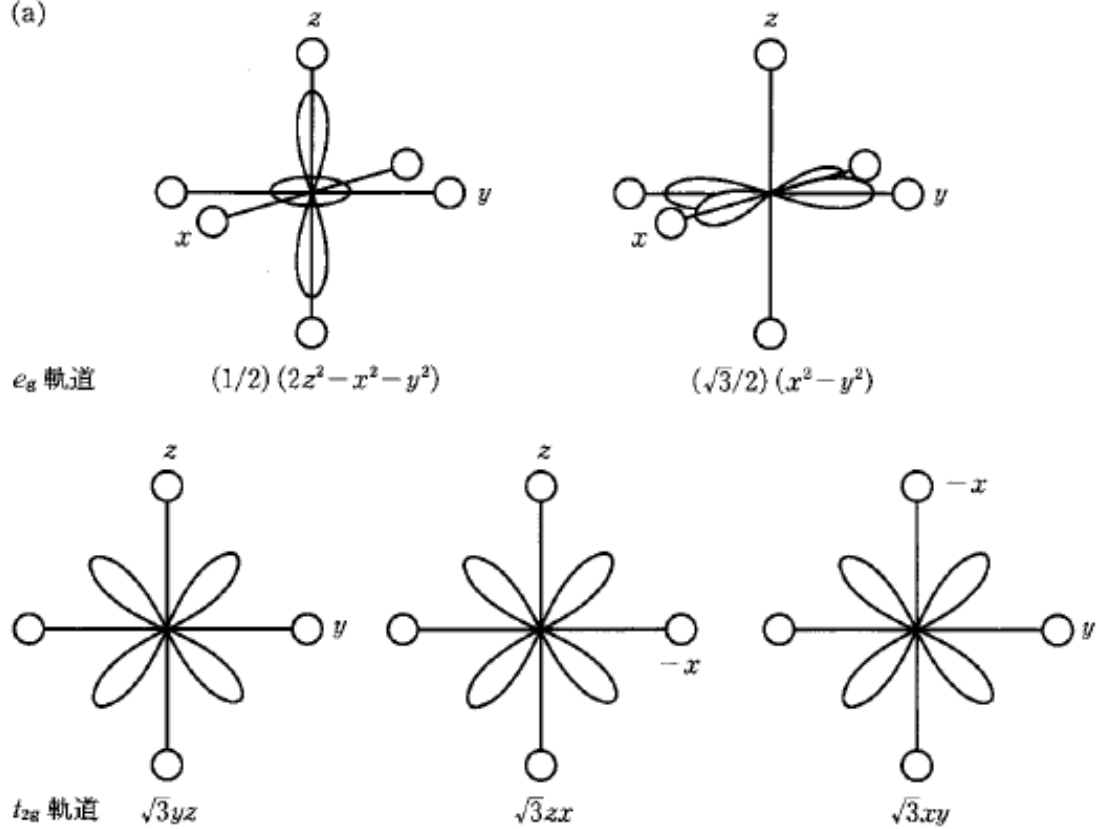
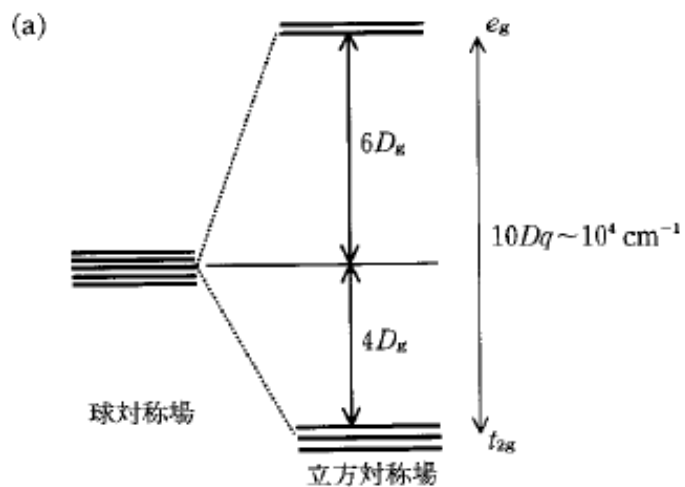
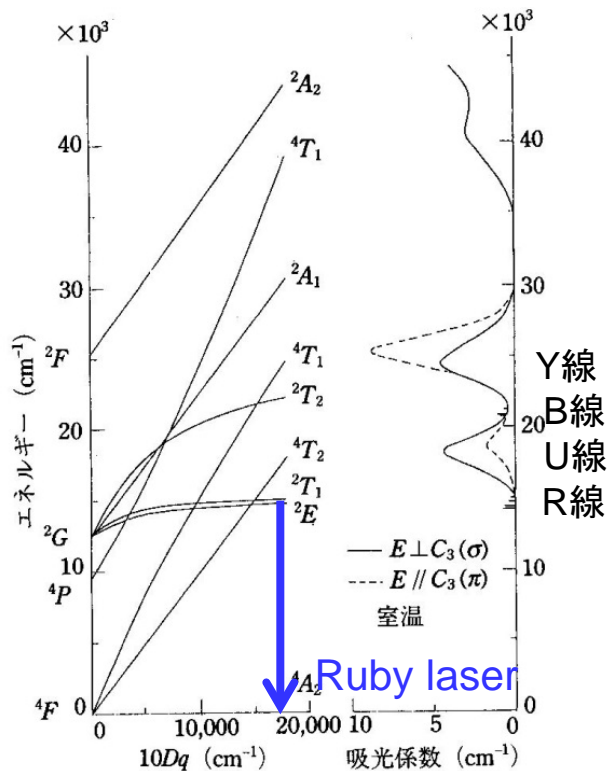


図 7.4 (a) 立方対称結晶場での 3d 軌道の分裂, (b) d^5 電子系の高スピン状態, (c) d^5 電子系の低スピン状態

図 7.3 (a) 5つの 3d 軌道, (b) 配位子の立方対称結晶場におかれた電子

田辺・菅野ダイアグラム

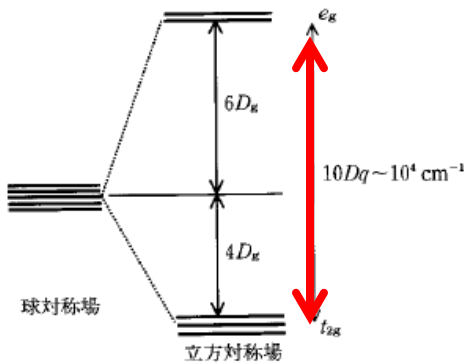
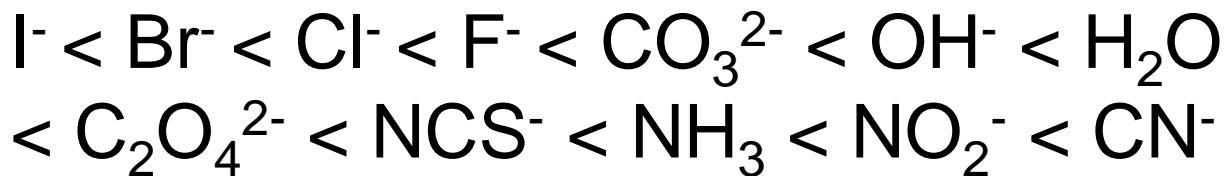
ルビー
 Al_2O_3 中に Cr^{3+} が0.1%程度置換



ルビーの可視吸収スペクトル（三須明氏による）と d^3 電子系の田辺・菅野準位図。
 [Y. Tanabe and S. Sugano, *J. Phys. Soc. Jpn.*, **9**, 769 (1954)]

分光化学系列 spectrochemical series

配位子場分裂の大きさ



スピントロソオーバー錯体

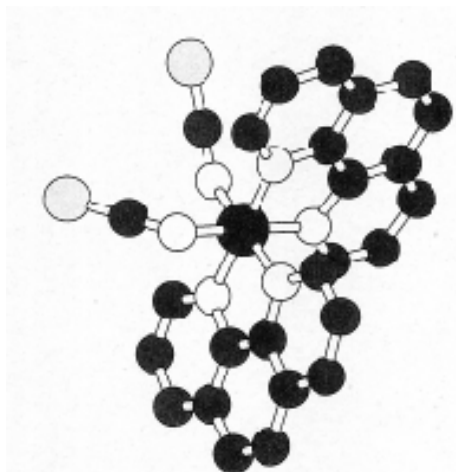
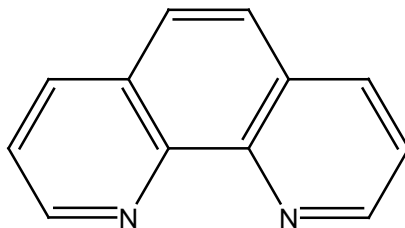


図4 $[\text{Fe}(\text{NCS})_2(\text{phen})_2]$ の分子構造

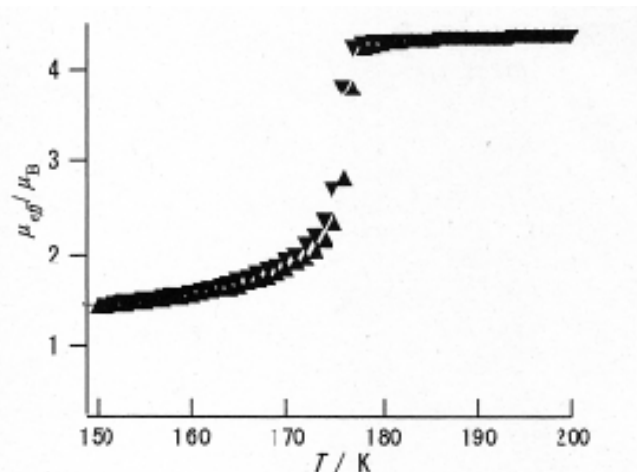
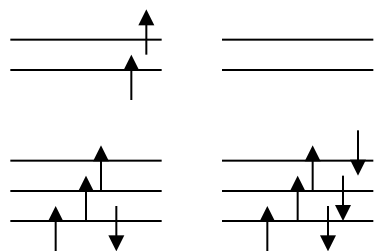


図5 $[\text{Fe}(\text{NCS})_2(\text{phen})_2]$ の低スピン・高スピン転移



Fe(II) 高スピン $S = 4/2$
低スピン $S = 0$

* 常磁性の分子場理論

(1) スピン間に相互作用無し、 z 方向に磁場印加、ゼーマンエネルギーのみ

磁場中で分裂した各エネルギー準位に電子が *Boltzmann* 分布する。 $E_{J_z} = g\mu_B J_z H$

分配関数 $Z = \sum_{J_z=-J}^J \exp\left(-\frac{g\mu_B J_z H}{k_B T}\right)$

磁気モーメントの期待値 $\langle \mu \rangle = k_B T \frac{\partial}{\partial H} \ln Z$

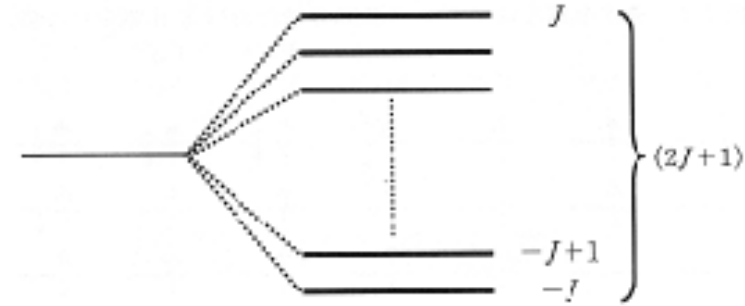


図 7.1 ゼーマン効果によるエネルギー分裂

$$M = N_A \langle \mu \rangle = N_A g \mu_B J B_J \left(\frac{J g \mu_B H}{k_B T} \right)$$

ブルリアン関数 $B_J(x) = \frac{2J+1}{2J} \coth\left(\frac{2J+1}{2J}x\right) - \frac{1}{2J} \coth\left(\frac{1}{2J}xJ\right) = \frac{J+1}{3J}x - \dots$

低磁場領域

Curie則 $\chi = \frac{M}{H} = N_A (g\mu_B)^2 \frac{J(J+1)}{3k_B T} = \frac{C}{T}$

Curie定数 $C = N_A (g\mu_B)^2 \frac{J(J+1)}{3k_B}$

有効ボーア磁子 $n_{eff} = g\sqrt{J(J+1)}$

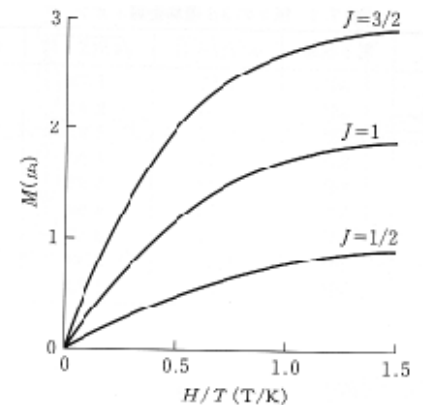


図 7.2 異なる J の値をもつ自由イオンの磁化過程 (1 イオン当たり) ここでは $g=2$ としている。

磁気相転移

スピン間の相互作用による協同現象

$$H = -2J \sum_i S_i S_j$$

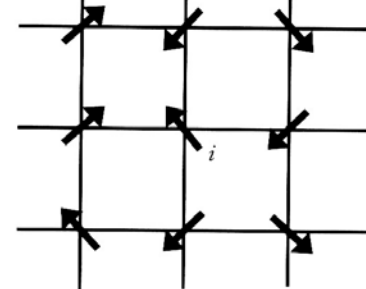
分子場近似
(平均場近似)

$$H = -2zJS_{iz} \langle S_z \rangle$$

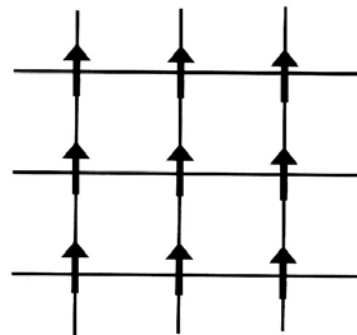
隣接スピン $\langle S_z \rangle$, 最隣接サイト $z (= 4)$

外部磁場以外でスピ
ンに磁場がかかった
効果(分子場)

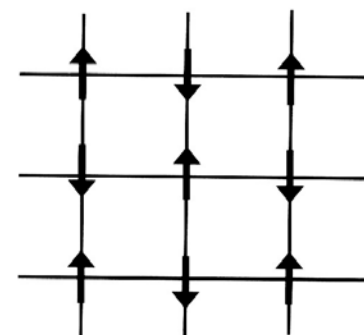
$$H_E = -\frac{2zJ}{g\mu_B} \langle S_z \rangle = \frac{2zJ}{N_A (g\mu_B)^2} N_A g\mu_B \langle S_z \rangle = AM$$



常磁性状態



強磁性秩序



反強磁性秩序

図 7.7 常磁性状態から強磁性, 反強磁性秩序状態への転移

スピン S_i に働く有効磁場 $H_{eff} = H + AM$

Curie-Weissの式

$$\chi = \frac{M}{H} = \frac{C}{T - T_c}$$

$$T_c = \frac{2zJS(S+1)}{3k_B}$$

Curie-Weiss

$$\chi = \frac{M}{H} = \frac{C}{T - \theta}$$

$\theta > 0$ 強磁性的相互作用、 $\theta < 0$ 反強磁性的相互作用

分子場で求めた転移点 = Weiss温度 $>$ 実際の秩序化温度

分子場では各スピンのすべて熱平均値をもつとして、揺らぎの効果を無視したので、実際より高い温度となる。

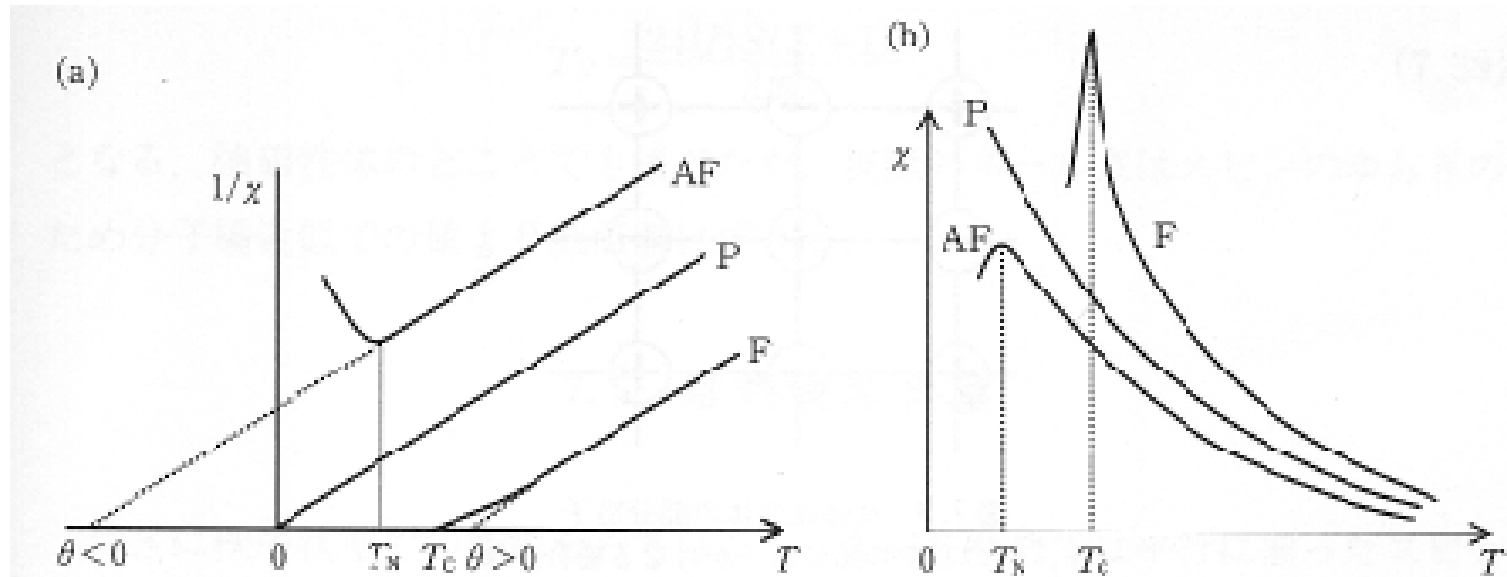
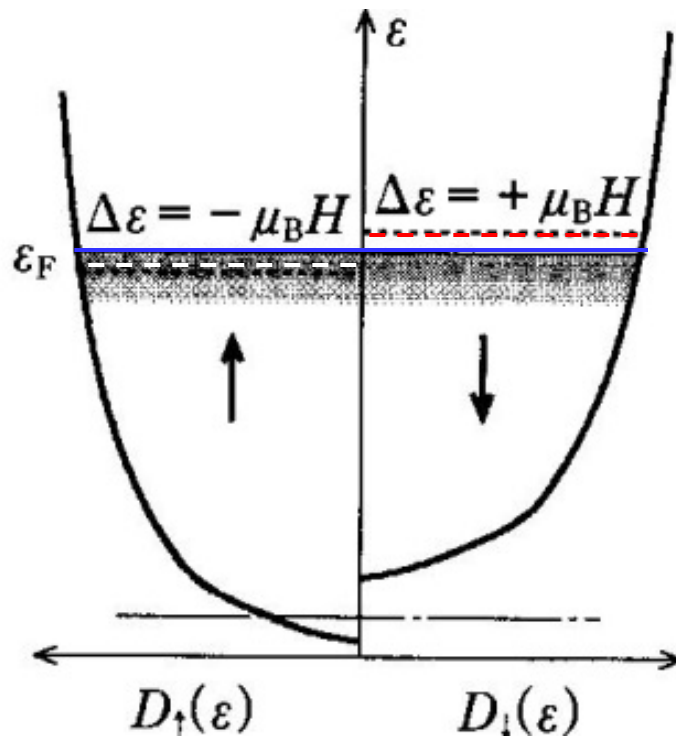


図 7.8 強磁性相互作用 ($J > 0$) (F)、反強磁性相互作用 ($J < 0$) (AF) の働くスピン系および相互作用のない常磁性スピン系 (P) の逆磁化率 (a) と磁化率 (b) の温度変化

パウリ常磁性、Wilson比



$$\chi = \frac{M}{H} = \frac{\mu_B(N_+ - N_-)}{H} = 2\mu_B^2 D(\varepsilon_F)$$

$$\frac{\chi}{\gamma} = \frac{6\mu_B^2}{k_B^2}$$

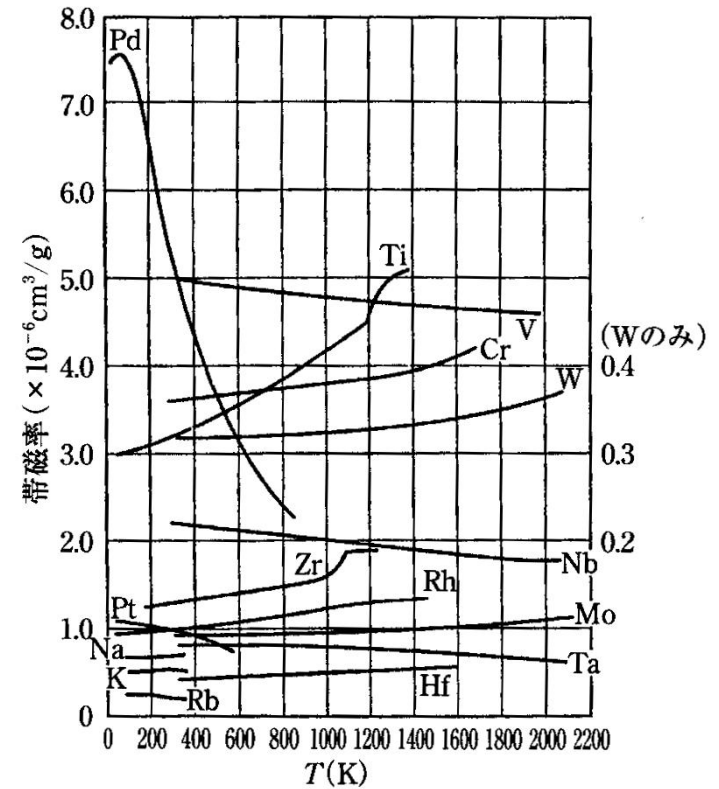


図 6-5 純金属の帯磁率の温度依存性^[12]

磁気秩序状態

強磁性体

小さな強磁性に揃った磁区



磁区間も強磁性に揃う



磁場を下げてても
残留磁化が残る



反対方向の磁場(保持力)をかけて
磁化がゼロとなる



磁化過程にヒステリシスをもつ

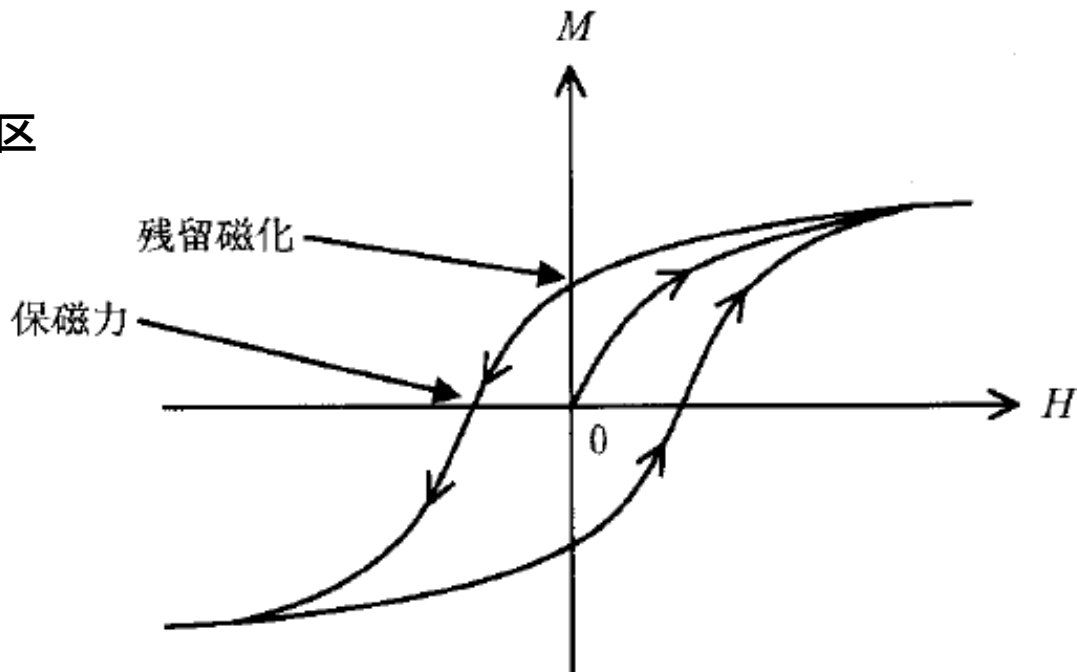


図 7.10 強磁性体の磁化過程

反強磁性体

反強磁性体での磁化率の異方性とスピンの方向

スピントロップ磁場

$$H_{sf} = \sqrt{2H_E H_A}$$

分子場

$$H_E = \frac{2z|J|\langle S \rangle}{g\mu_B}$$

異方性による磁場

$$H_A$$

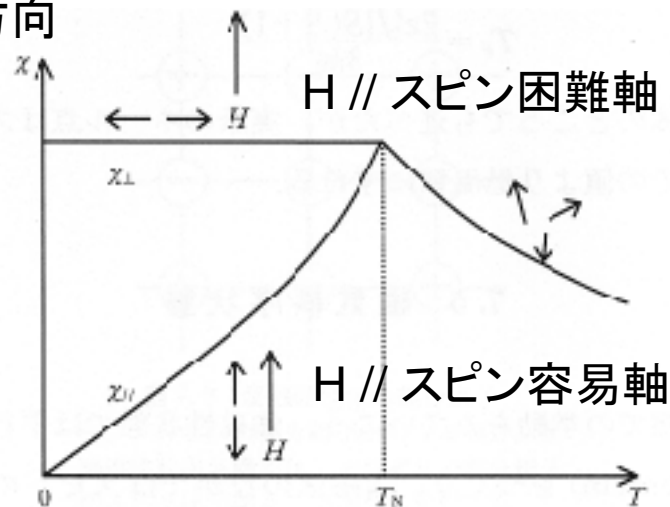


図7.11 反強磁性体での磁化率の異方性とスピンの方向

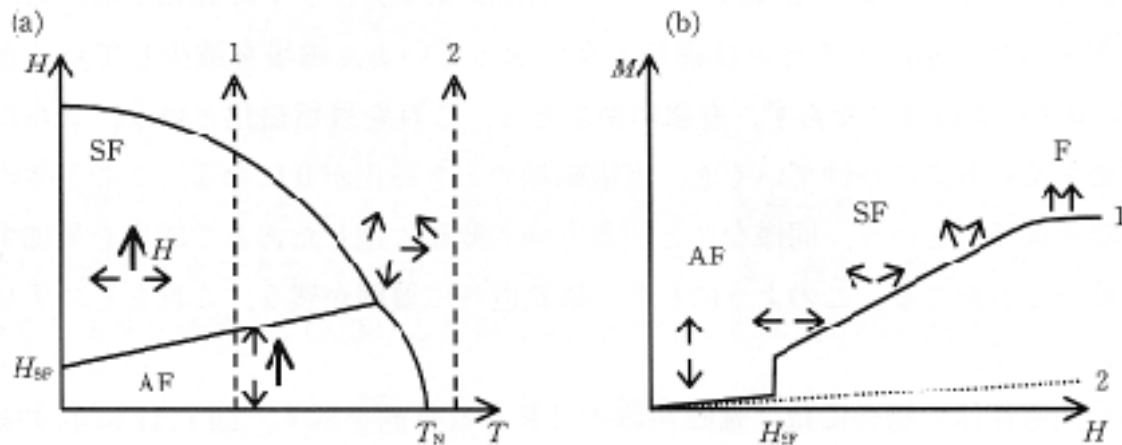


図7.12 反強磁性体の(a)磁場をスピン容易軸方向にかけたときの磁場-温度相図。太矢印は外部磁場。(b)磁化過程 AF, SF, Fはそれぞれ反強磁性相, スピン-フロップ相, 強磁性相を示す。(b)図の1,2は図(a)の矢印方向1,2の磁場を上昇する過程。

1次元反強磁性体

Bonner and Fisher モデル

$$\hat{H} = -2J \sum_{i=1}^N [S_i \cdot S_j] - g\mu_B \sum_{i=1}^N H \cdot S_i$$

$$S = 1/2$$

$$J \approx \frac{k_B T_{\max}}{1.282}$$

$$\chi = \frac{Ng^2 \mu_B^2}{k_B T} \frac{A + BX + CX^2}{1.0 + DX + EX^2 + FX^3}$$

$$X = \frac{|J|}{k_B T}$$

$$A=0.25, B=0.14995, C=0.30094, \\ D=1.9862, E=0.68854, F=6.0626$$

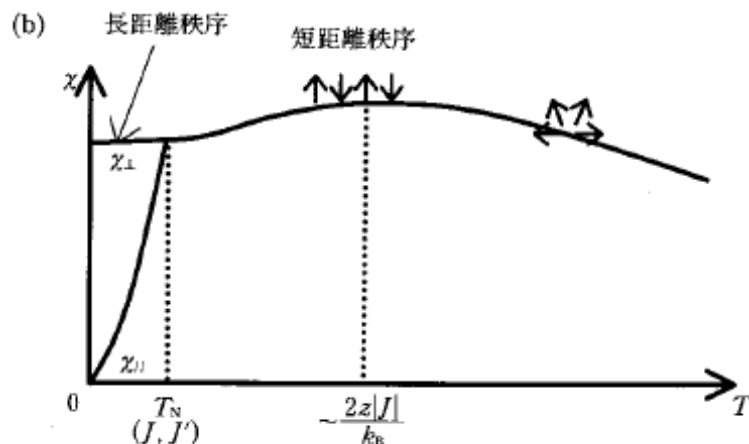
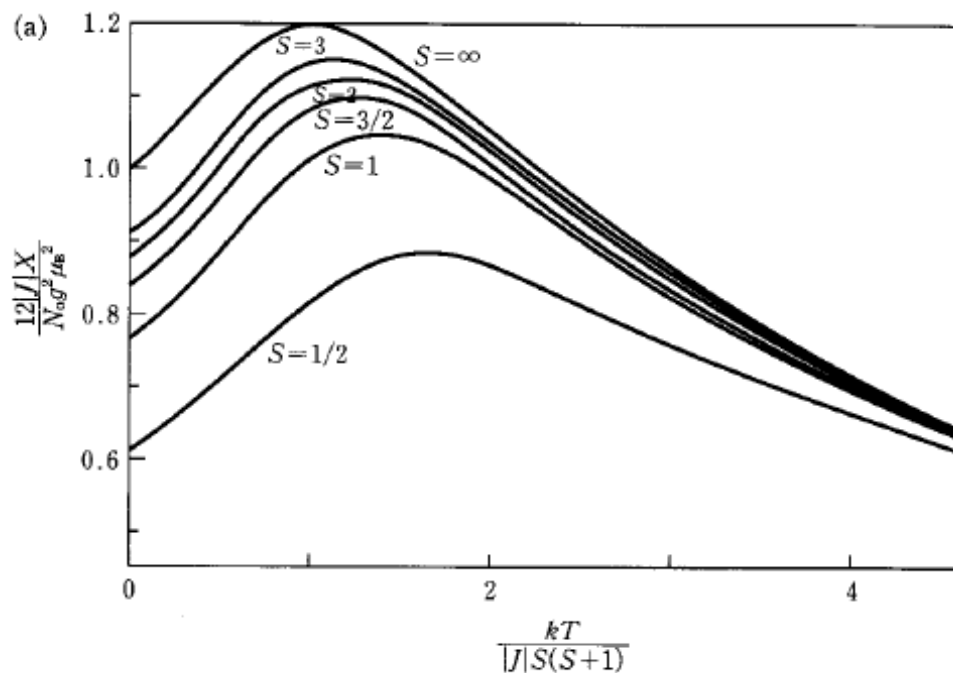


図 7.15 (a) 1次元ハイゼンベルグ反強磁性体の磁化率 (鎖間相互作用と鎖内相互作用の比率 $J'/J=0$), (b) 擬1次元ハイゼンベルグ反強磁性体の磁化率 ($J'/J \ll 1$)

2次元ハイゼンベルグ反強磁性体

2次元四角格子
M.E.Lines,
J.Phys.Chem.Solids
31, 101(1970).

$$\hat{H} = -2J \sum_{i,j} [S_i \cdot S_j] - g\mu_B \sum_{i=1}^N H \cdot S_i$$

$$\chi = \frac{Ng^2\mu_B^2}{2J} (3\theta + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{C_n}{\theta^{n-1}})^{-1}$$

$$\theta = \frac{k_B T_{\max}}{2(1.12S(S+1) + 0.10)}$$

$$x = \frac{k_B T}{J} \quad \frac{k_B T}{J} \sim 0.9S(S+1) \text{ まで}$$

$$\chi = S(S+1) \frac{Ng^2\mu_B^2}{k_B T} \left(A + \frac{B}{x} + \frac{C}{x^2} + \frac{D}{x^3} + \frac{E}{x^4} + \frac{F}{x^5} + \frac{G}{x^6} \right)^{-1}$$

$$N = 6.022 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$$

$$\mu_B = 9.274 \times 10^{-21} \text{ erg } G^{-1}$$

$$k_B = 1.380658 \times 10^{-16} \text{ erg } K^{-1}$$

$$A=3, B=3, C=1.5001., D=0.4999,
E=0.0471, F=-0.0453,
G=0.00017797$$

スピンドイマーモデル(singlet-triplet model)

$$\hat{H} = \frac{N}{2} [-2JS_1 \cdot S_2 - g\mu_B(S_{1z} + S_{2z})H]$$

$$\chi = \frac{Ng^2\mu_B^2}{k_B T} \frac{\exp(-2|J|/k_B T)}{1 + 3\exp(-2J/k_B T)} S(S+1)$$

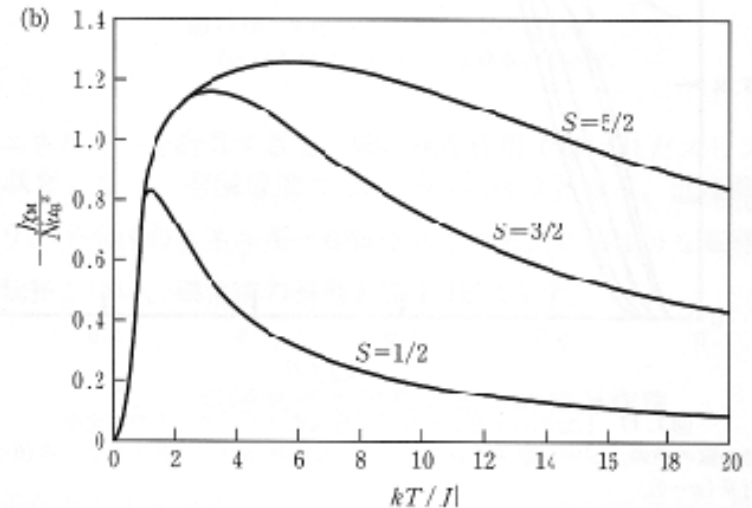
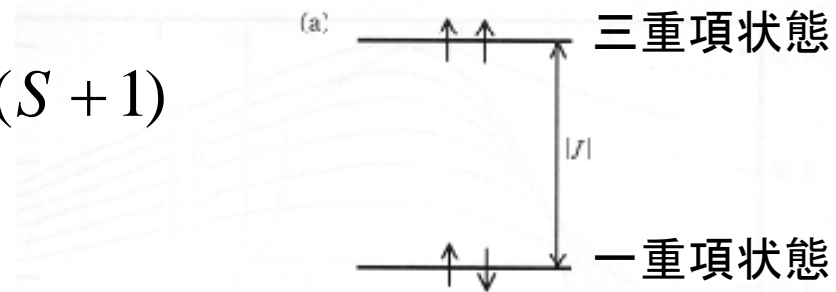


図 7.15 (a) 反強磁性相互作用で結ばれたスピン対の状態 ($S=1/2$), 基底状態, 励起状態はそれぞれ 1 重項, 3 重項状態, (b) 1 重項基底状態の磁化率

交互型1次元系ハイゼンベルグ反強磁性体

$$H = 2J \sum_{i=1}^{N_s} (S_{2i}S_{2i-1} + \alpha S_{2i}S_{2i+1})$$

$\alpha = 0$ 2量体系

$\alpha = 1$ 1次元系

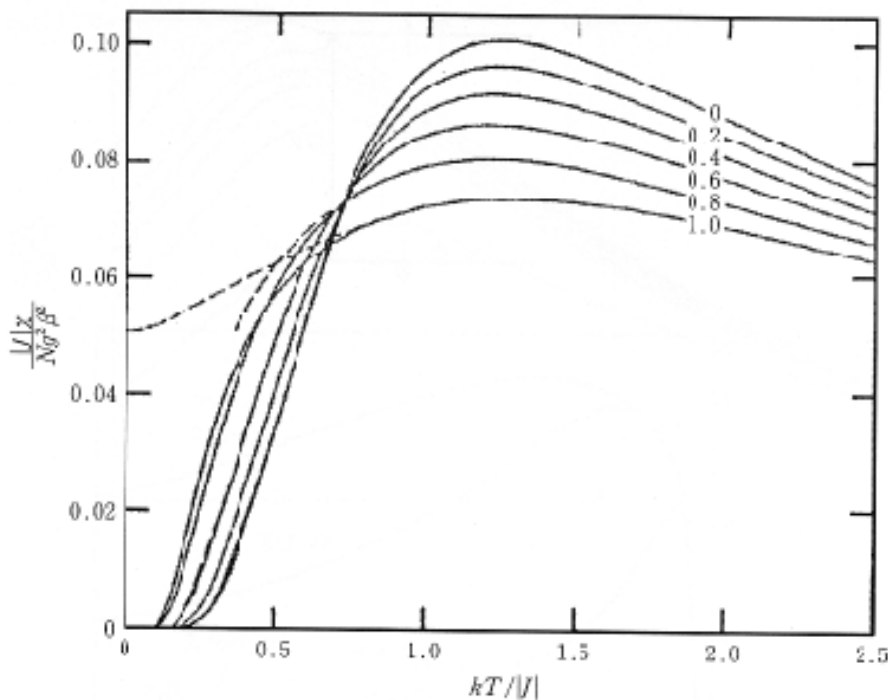
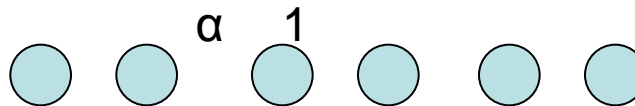


図 7.17 1次元ハイゼンベルグ反強磁性交互スピン系の磁化率

破線は低温側の挙動，図中の数字は α を示す；1次元系 ($\alpha=1$)，交互スピン系 ($0 < \alpha < 1$)，スピン対系 ($\alpha=0$)。

スピンプイエルス転移
低温で二量化
 $\alpha = 1 \rightarrow \alpha \neq 0$

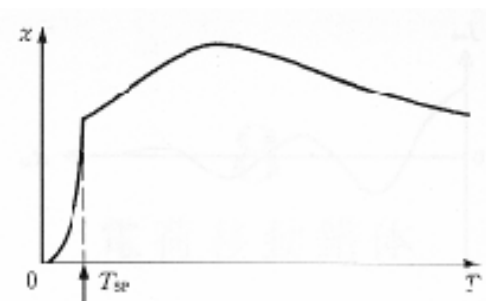
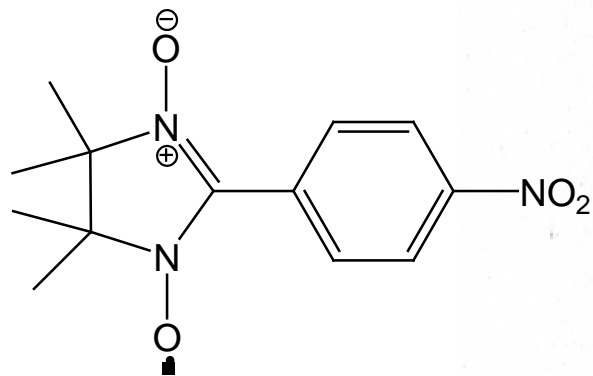


図 7.18 スピンプイエルス系の磁化率

T_{SP} はスピンプイエルス転移温度を示す。

有機強磁性体



p-NPNN

C,H,N,Oの軽元素
で、 $T_c=0.65\text{K}$ の
初の有機強磁性体

M.Tamura et al.,
Chem. Phys. Lett.,
186 401(1991).

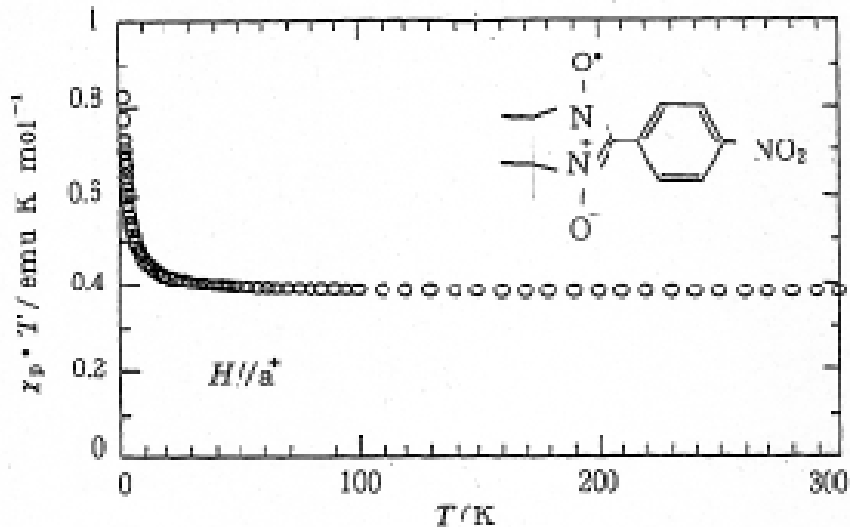


図4.2.35 p-NPNN (γ 相) の磁化率と温度の積と温度の関係

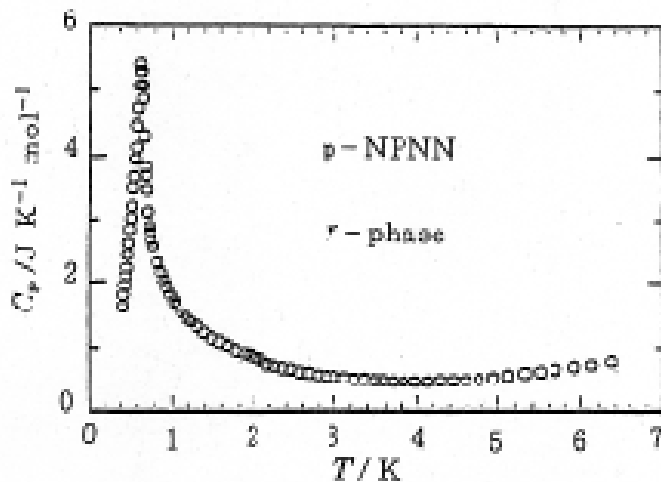


図4.2.36 p-NPNN (γ 相) の熱容量と
温度の関係

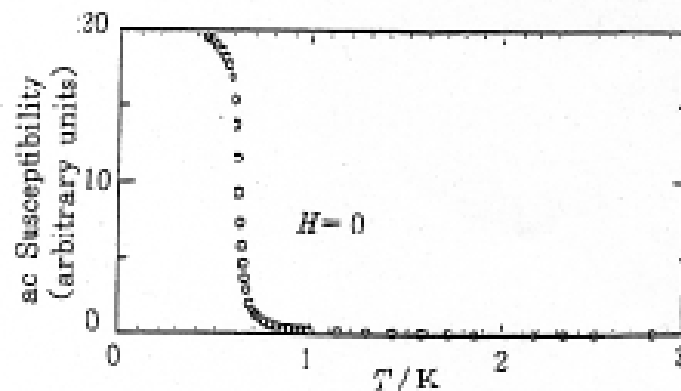
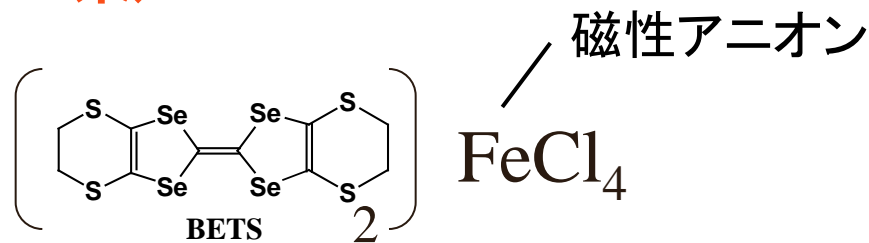


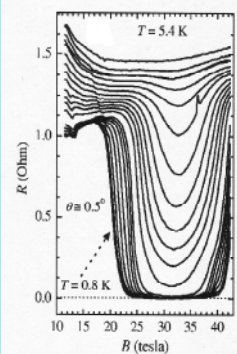
図4.2.37 p-NPNN (γ 相) の交流磁化率
と温度の関係

磁性アニオンを含む有機伝導体(π d系) のさまざまな物性

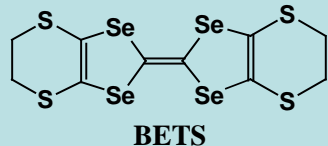


磁場誘起超伝導

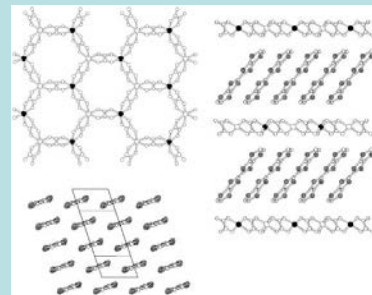
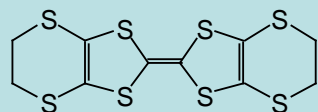
電気抵抗



磁場



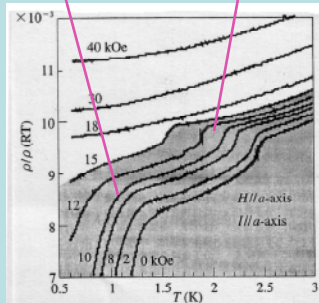
強磁性金属



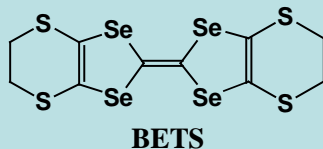
π d系

超伝導と反強磁性の共存

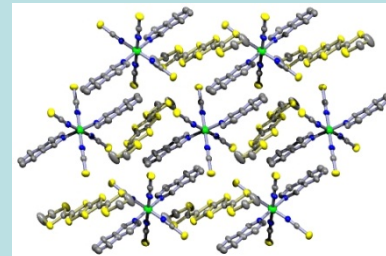
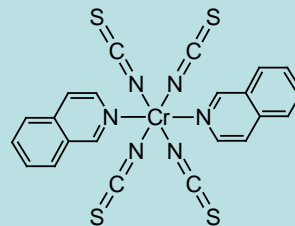
電気抵抗



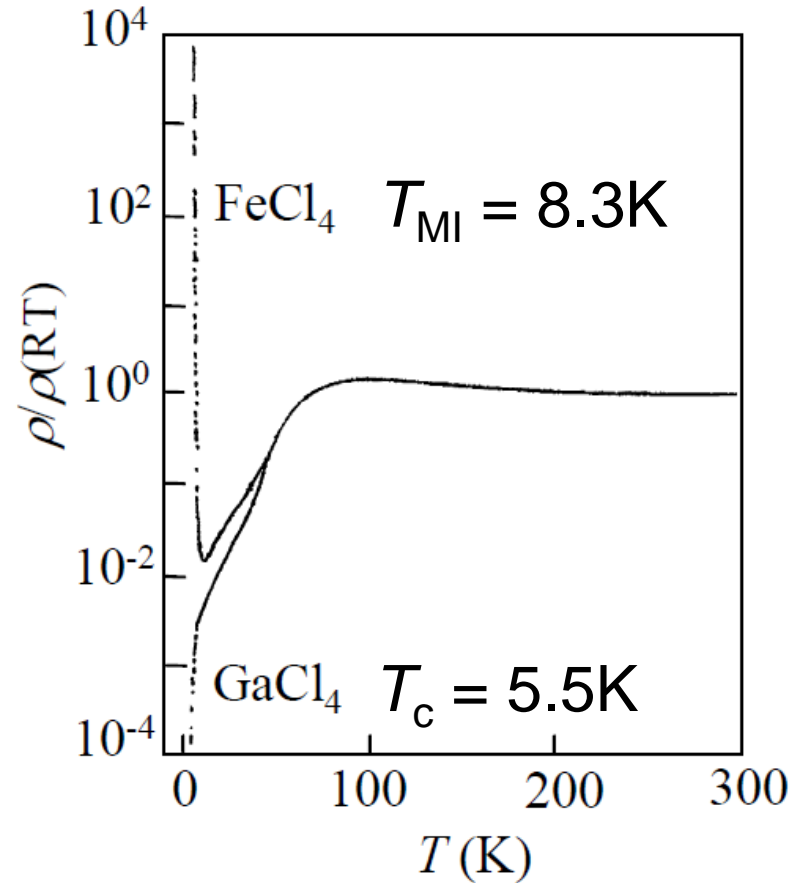
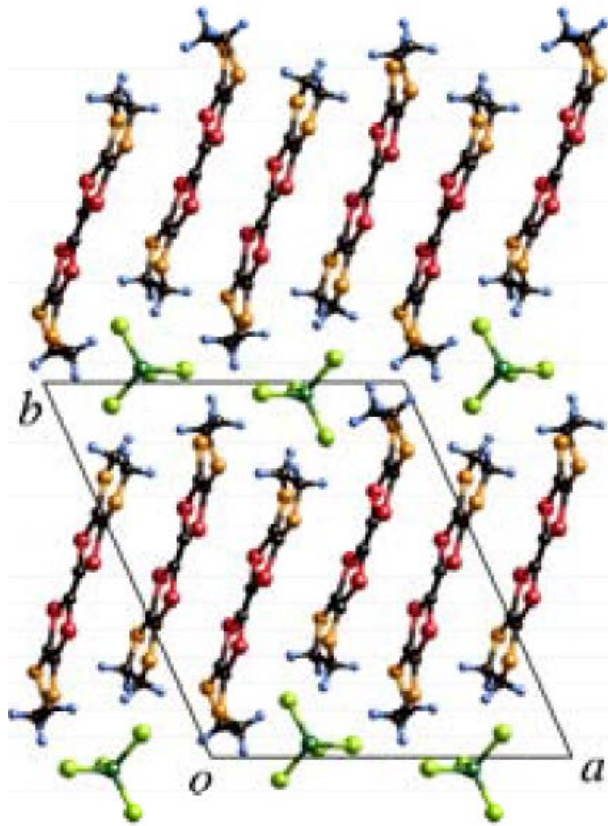
温度



フェリ磁性電荷移動錯体



λ -(BETS)₂MCl₄ (M = Ga, Fe)の 電気抵抗

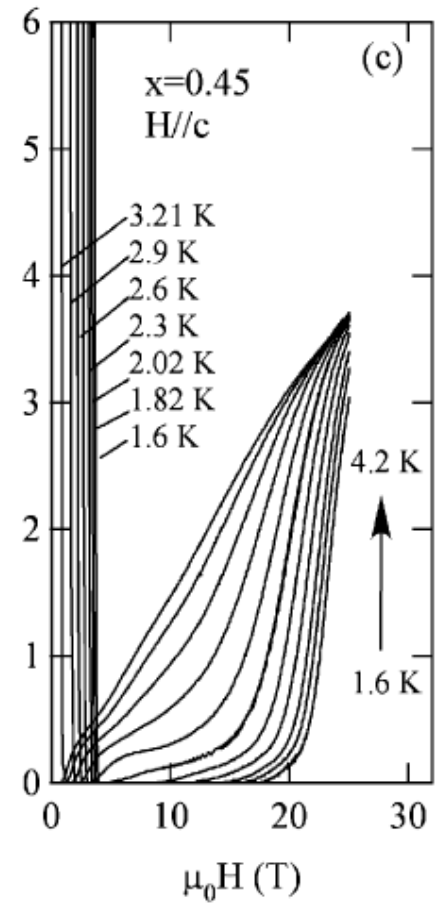
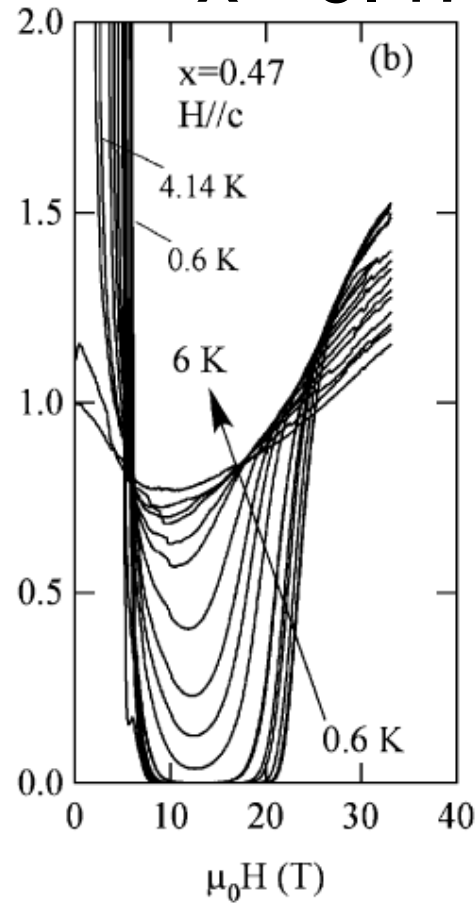
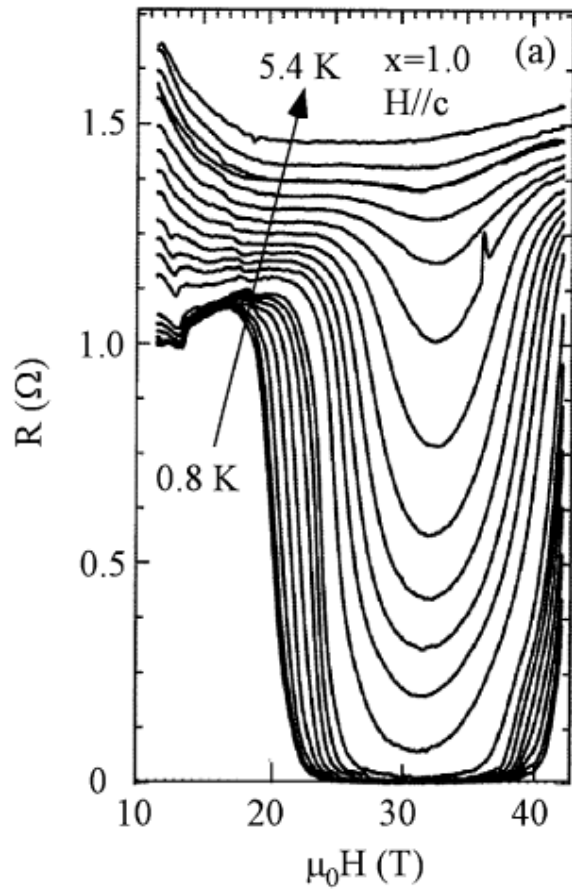


磁場誘起超伝導 λ -(BETS) $_2$ Fe $_x$ Ga $_{1-x}$ Cl $_4$

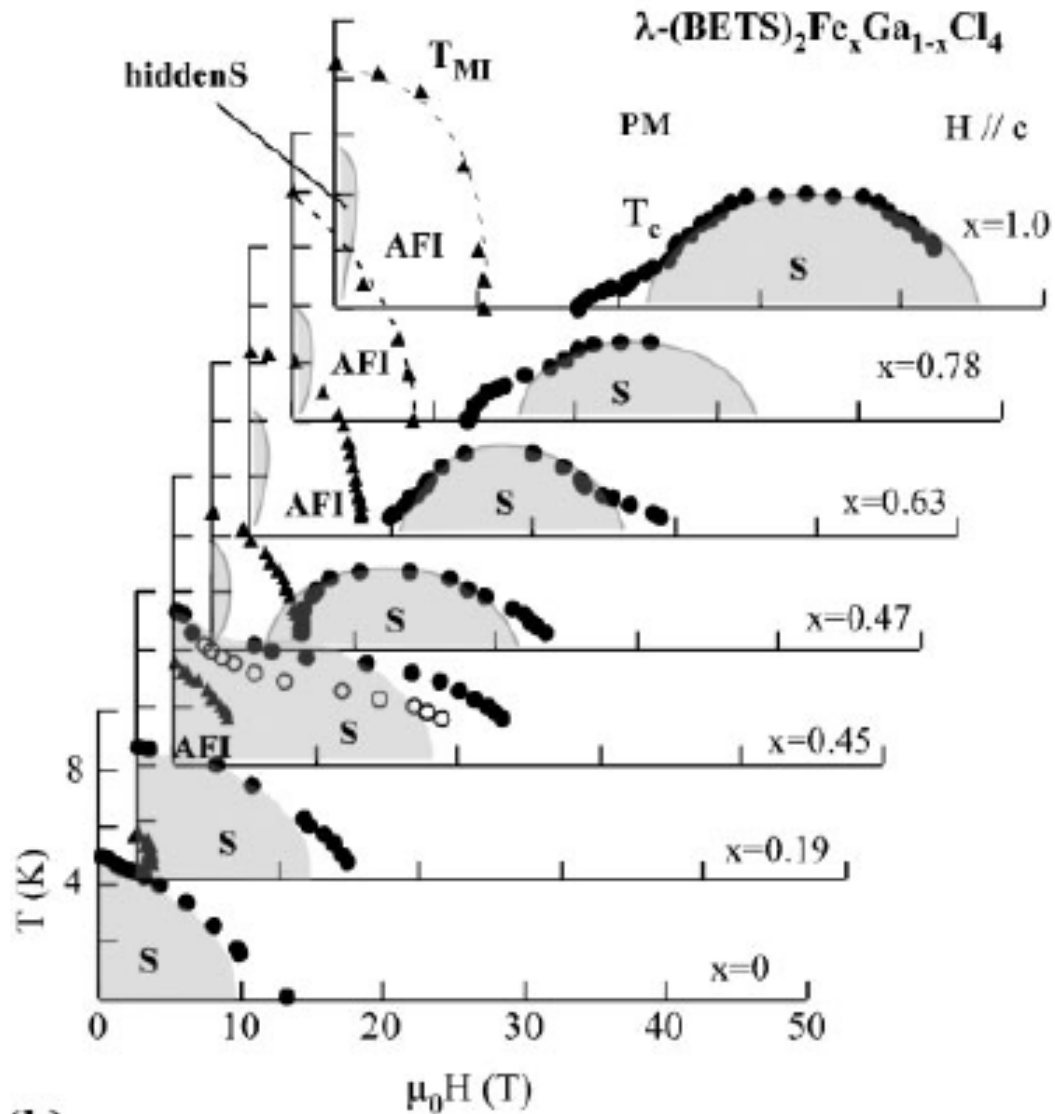
x=1.0

x=0.47

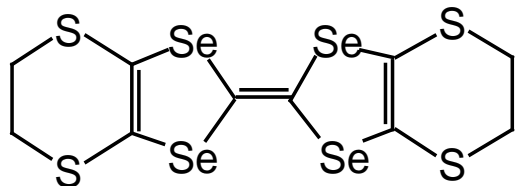
x=0.45



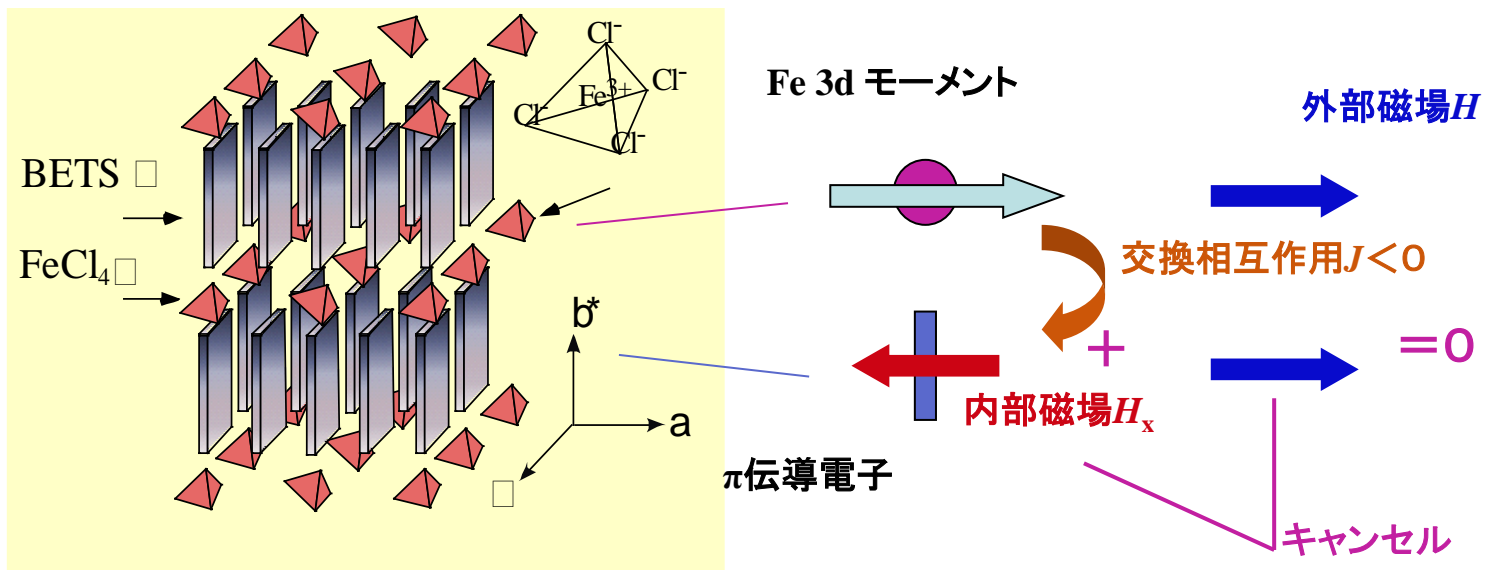
磁場誘起超伝導の相図



磁場誘起超伝導の機構

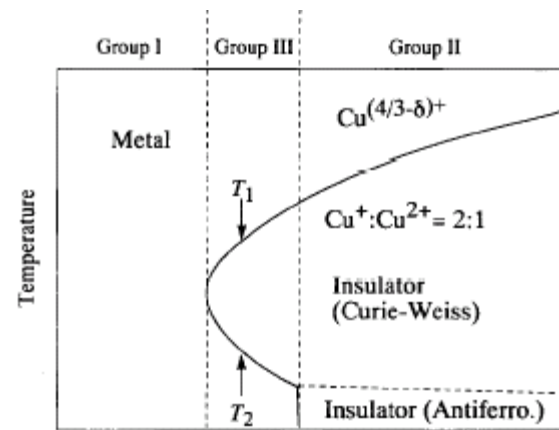
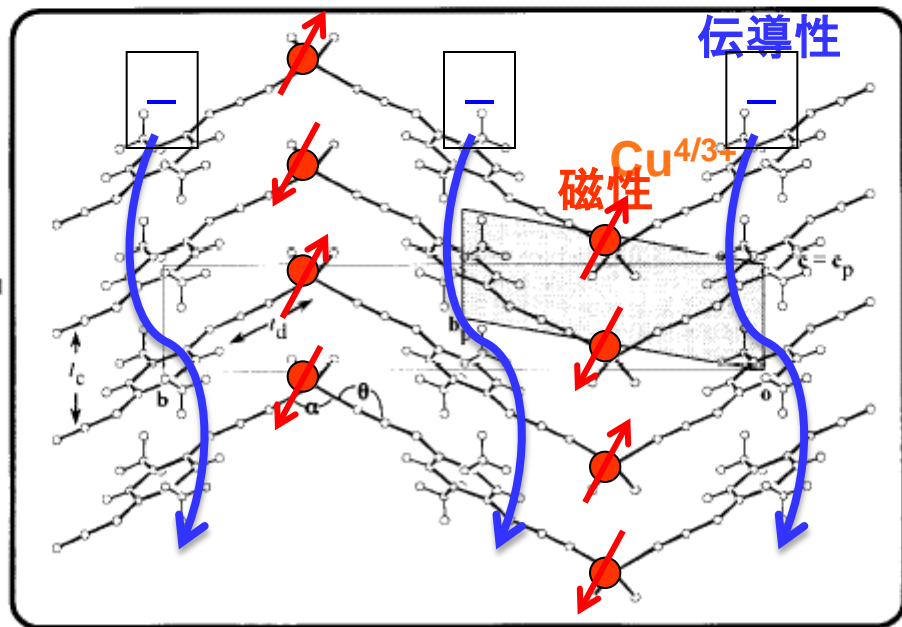
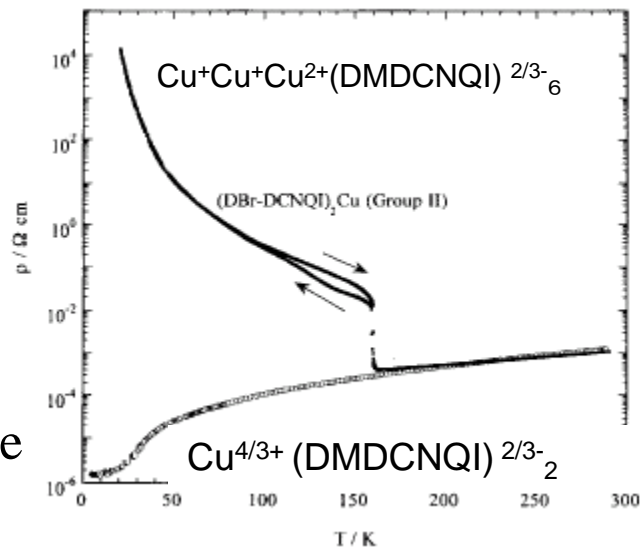
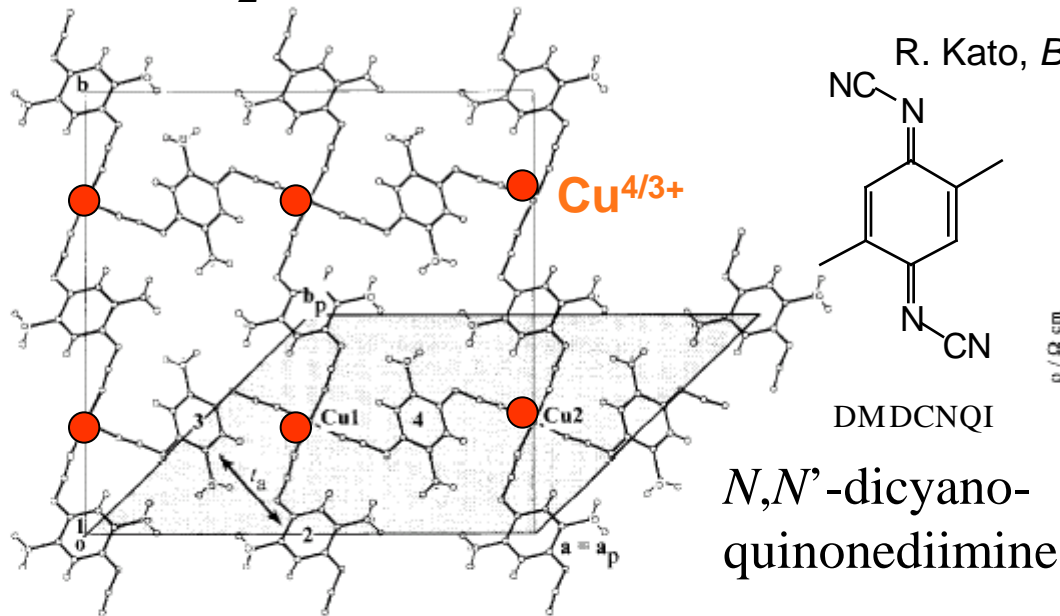


BETS



Cu(DMDCNQI)₂ 金属に直接アクセプター分子が配位した有機伝導体

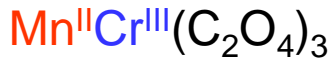
R. Kato, *Bull. Chem. Soc. Jpn.* **73**, 515 (2000).



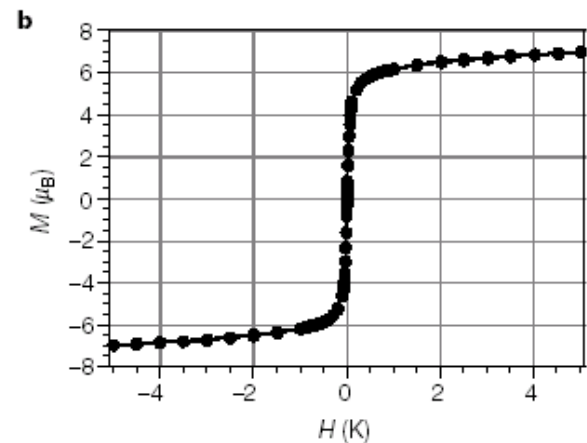
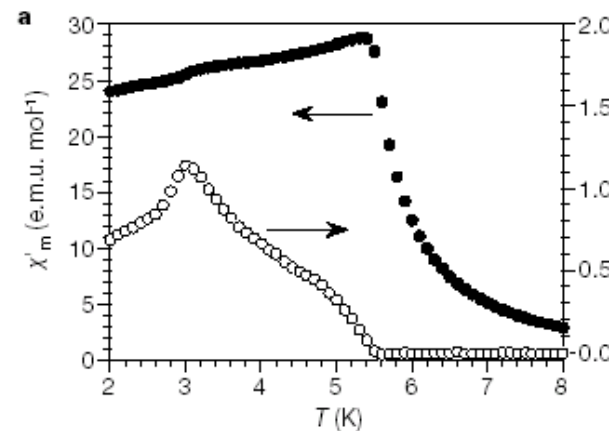
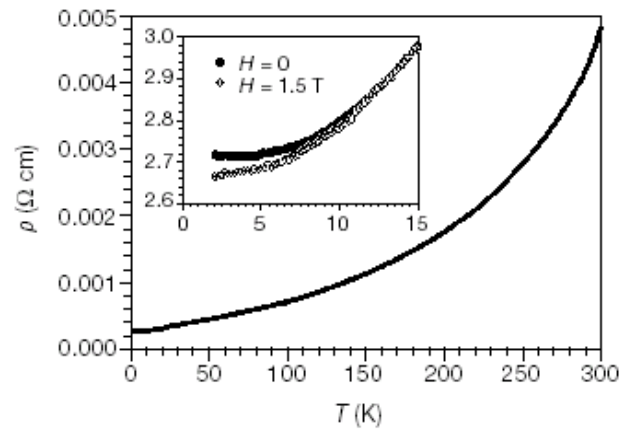
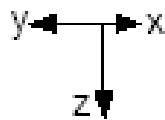
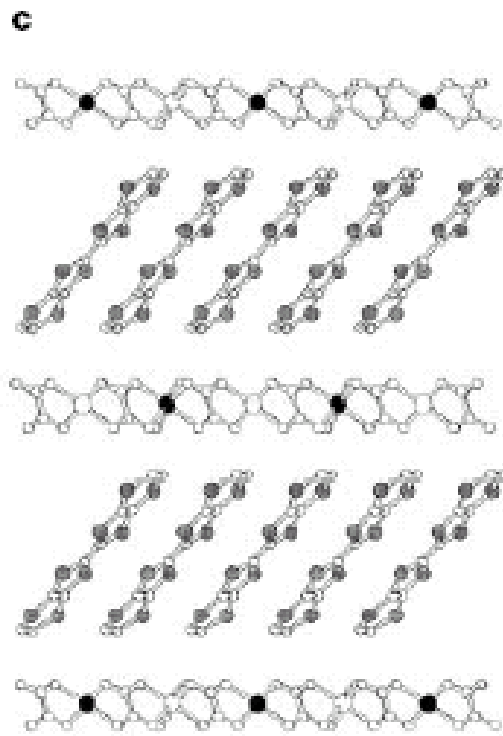
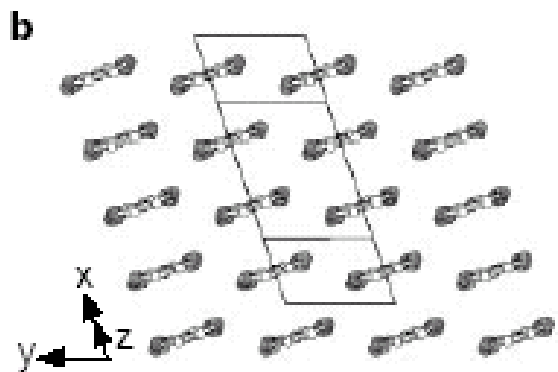
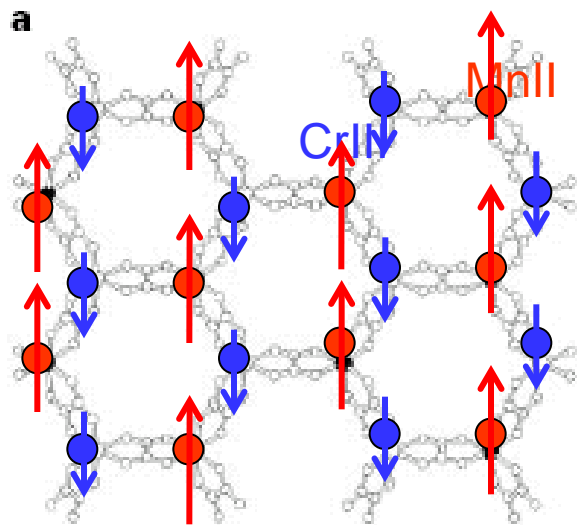
- Pressure \longleftrightarrow
- Bulky R₁ and R₂ \longleftrightarrow
- Deuteration \longleftrightarrow
- ¹³C, ¹⁵N-substitution \longleftrightarrow
- Li⁺-doping \longleftrightarrow
- Zn²⁺-doping \longleftrightarrow

フェリ強磁性金属

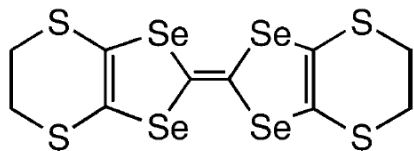
$$S = 5/2 \quad S=3/2$$



E. Coronado, et al.,
Nature, 408,
447(2000).

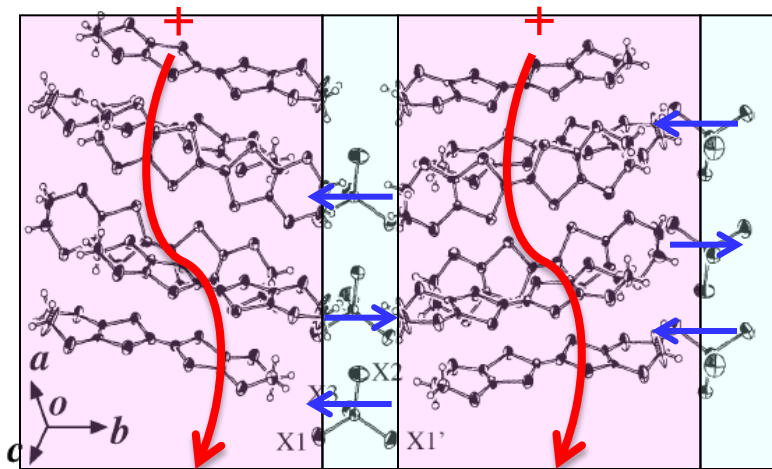


超伝導と反強磁性の共存



BETS

超伝導 反強磁性



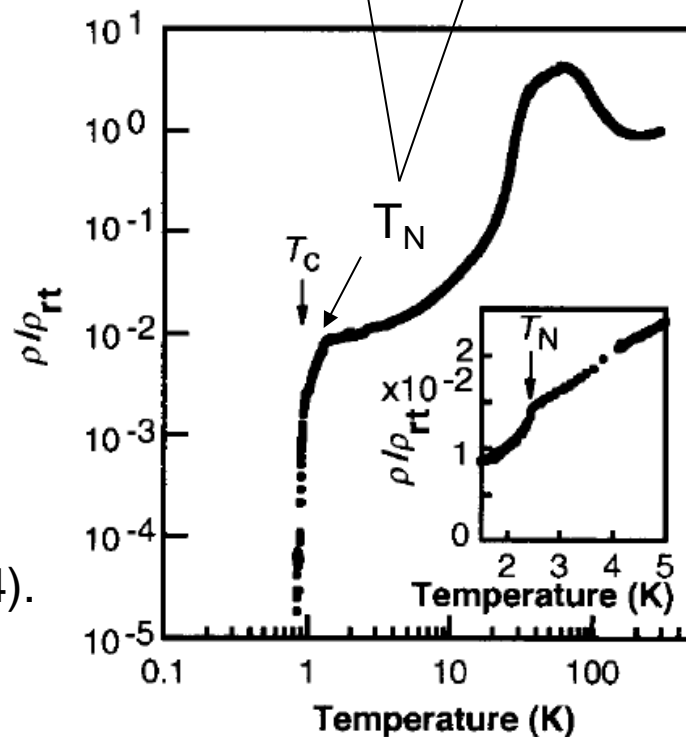
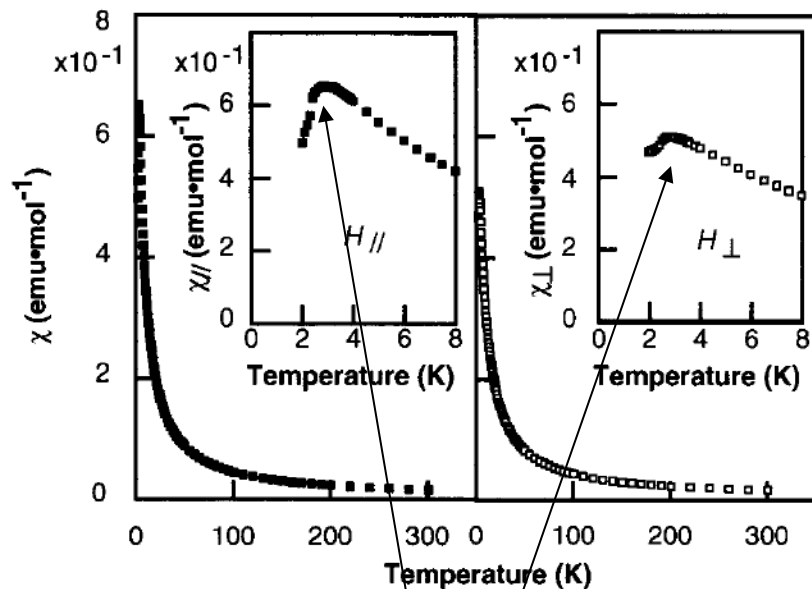
BETS

FeBr_4^-

BETS

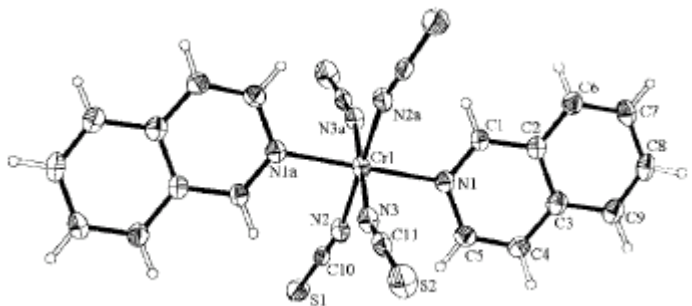
E.Ojima et al., JACS, 121, 5581(1999).

H.Kobayashi et al., Chem.Rev., 104, 5265(2004).



フェリ強磁性電荷移動錯体

S.T.Turner et. al., Dalton, 2000, 905.



$S=1/2, S=3/2$

① $\text{ET}^+[\text{Cr}^{\text{III}}(\text{NCS})_4(\text{Isoquinoline})]^-$ $T_c=4.2 \text{ K}$

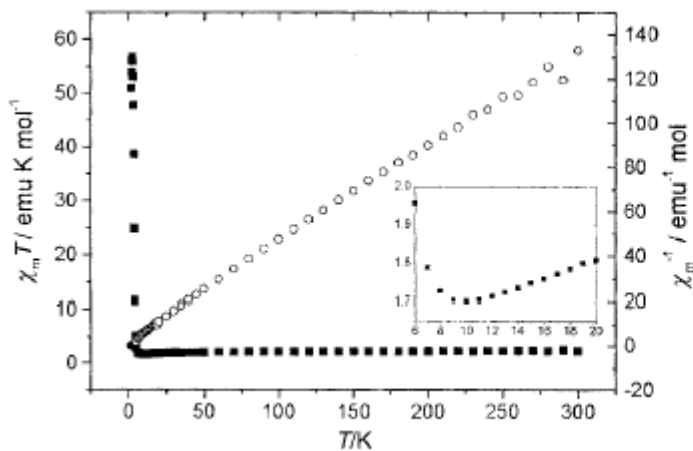
$S=1/2, S=5/2$

$\text{ET}^+[\text{Fe}^{\text{III}}(\text{NCS})_4(\text{Isoquinoline})]^-$ $T_c=4.5 \text{ K}$

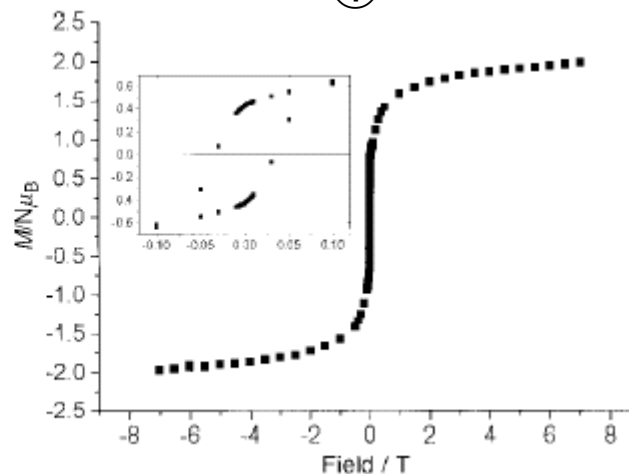
$[\text{Cr}^{\text{III}}(\text{NCS})_4(\text{Isoquinoline})]^-$ $S=1/2, S=3/2$

$\text{TTF}^+[\text{Cr}^{\text{III}}(\text{NCS})_4(\text{Isoquinoline})]^-$ $T_c=8.9 \text{ K}$

①



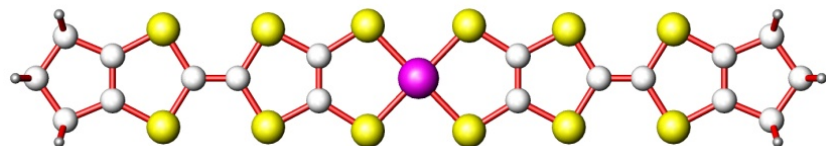
①



単分子種導体

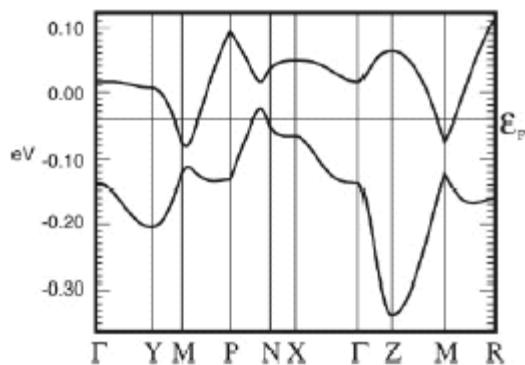
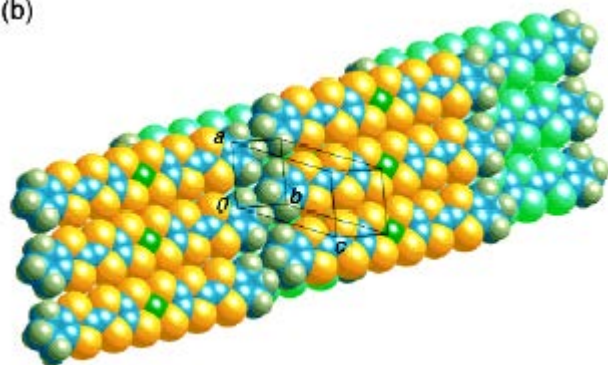
A. Kobayashi et al., Chem. Rev. 104, 5243 (2004).

Ni(tmdt)₂

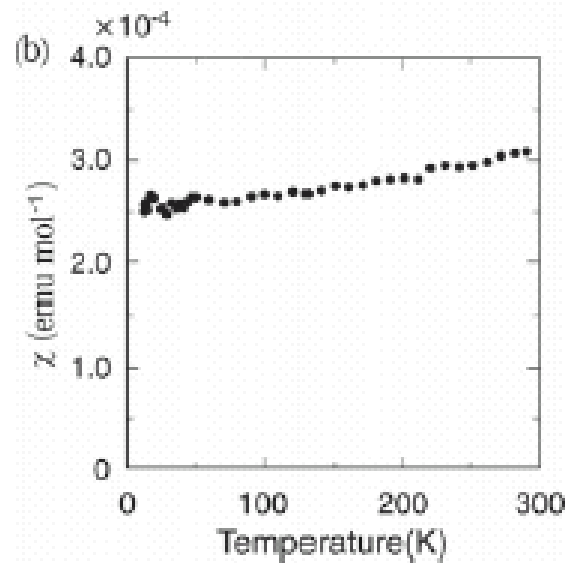
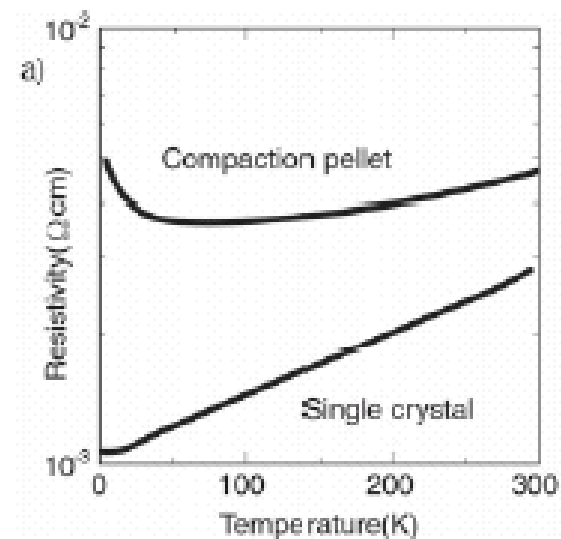
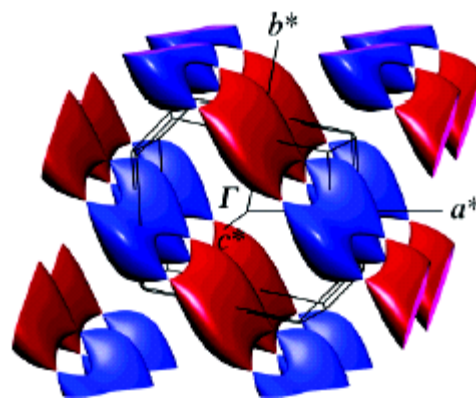


Ni(tmdt)₂

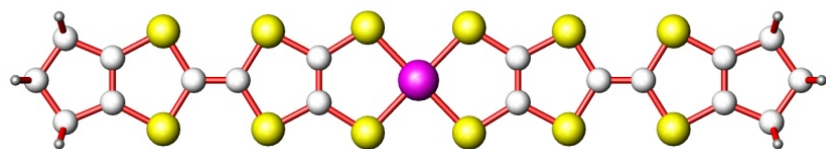
(b)



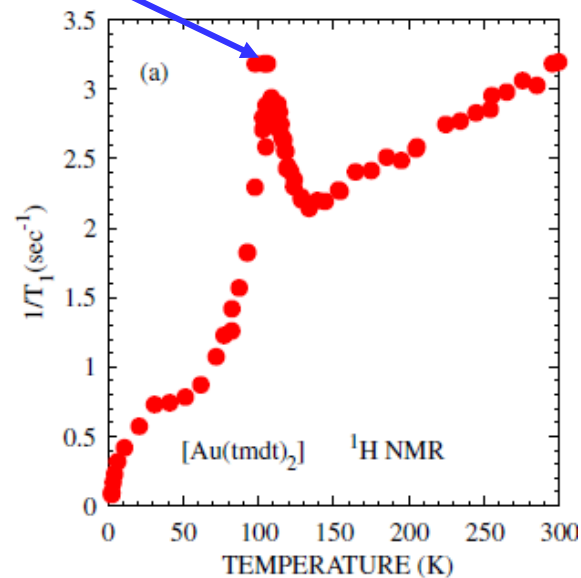
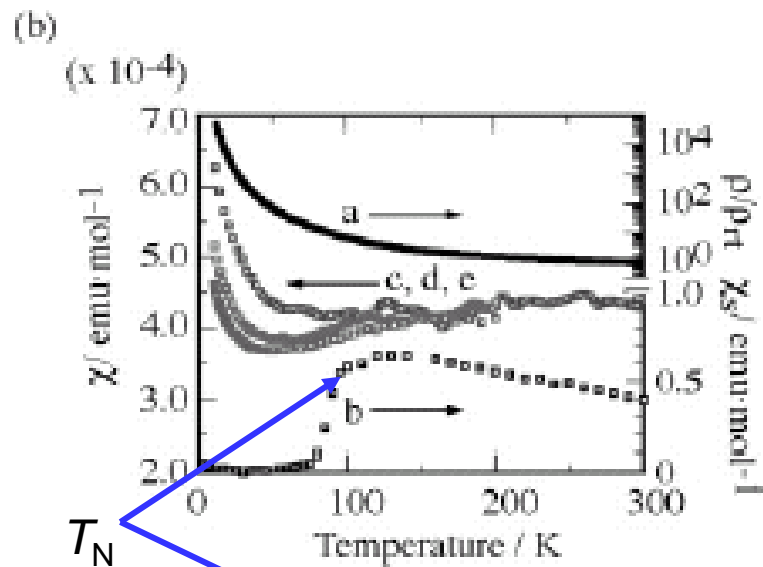
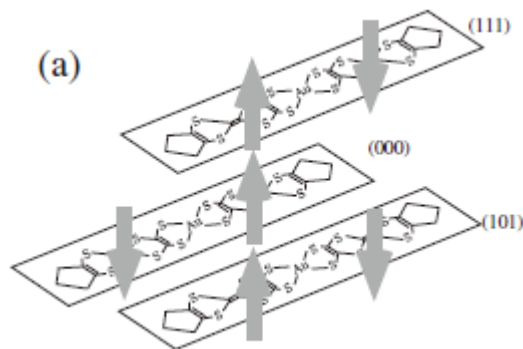
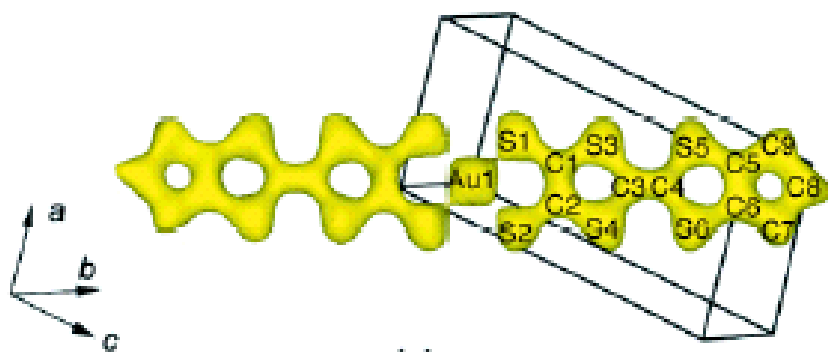
半金属バンド構造



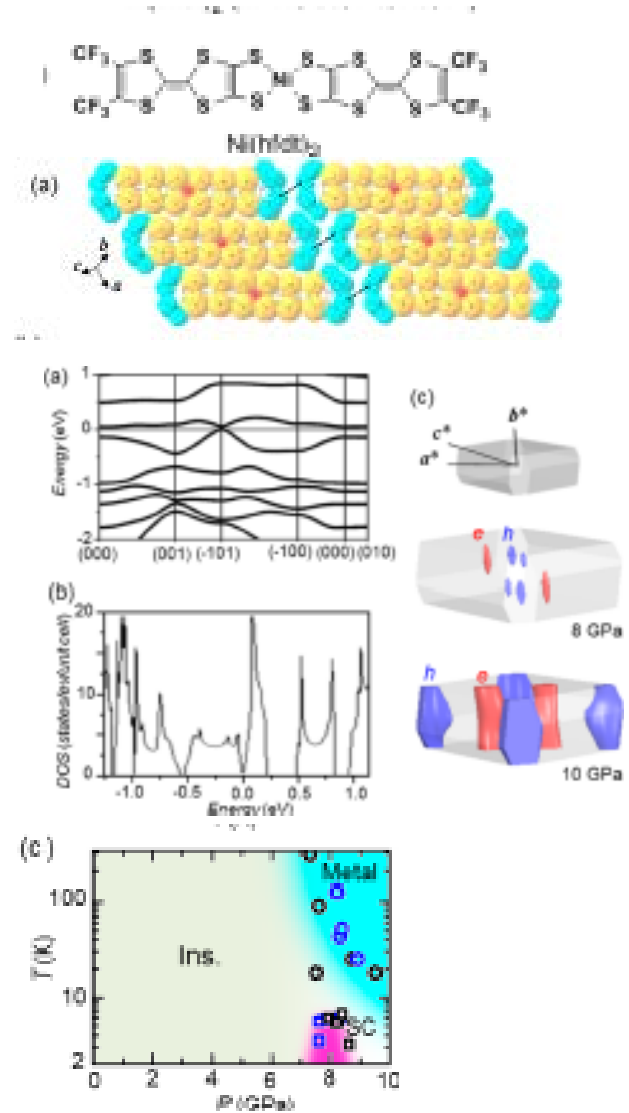
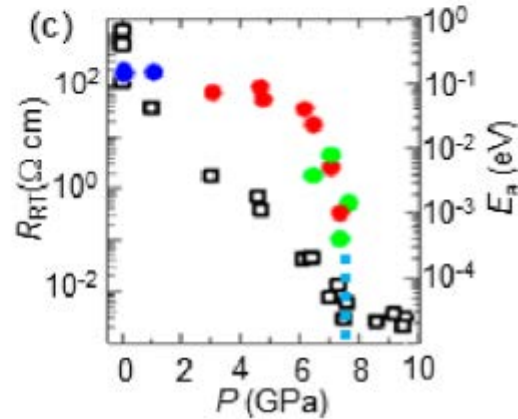
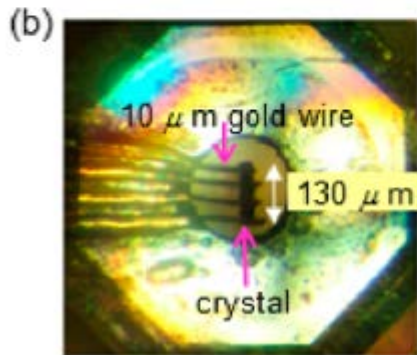
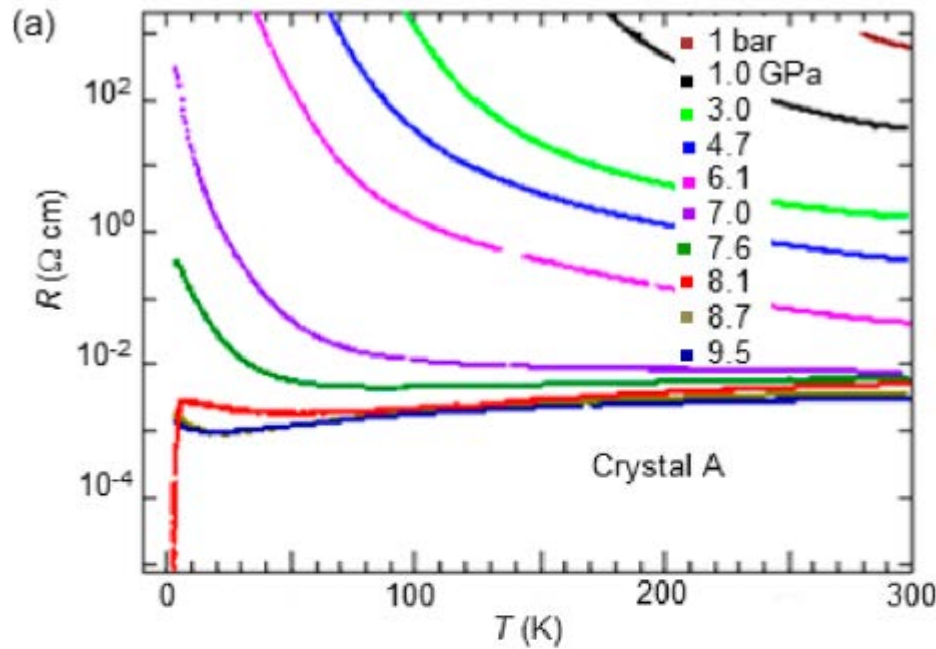
单分子種反強磁性導體



$\text{Au}(\text{tmdt})_2$

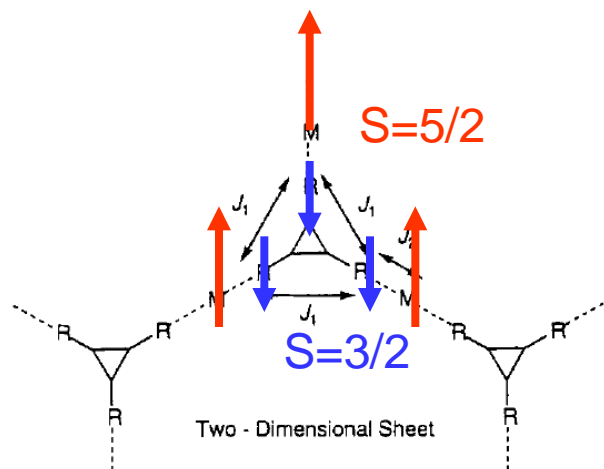


单分子種超伝導

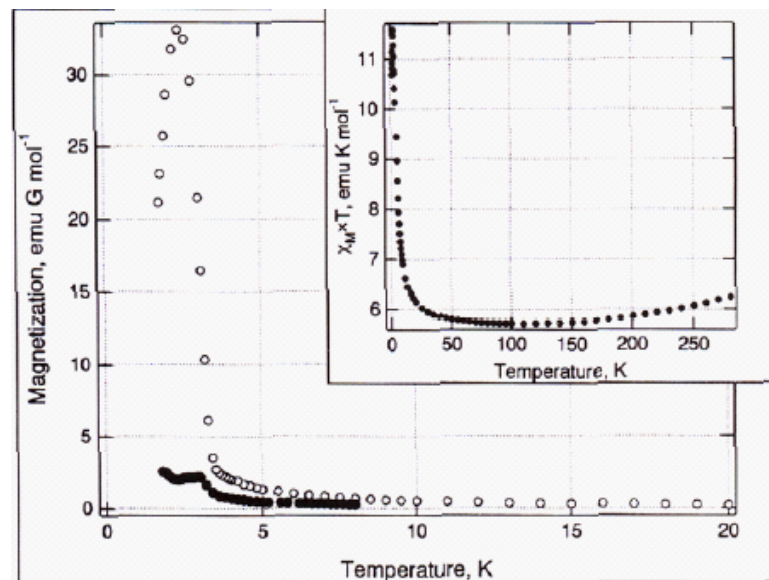
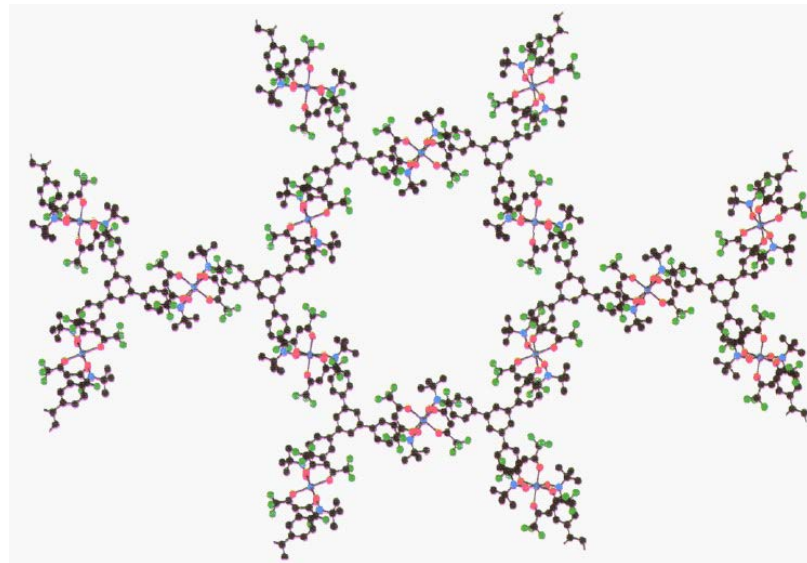
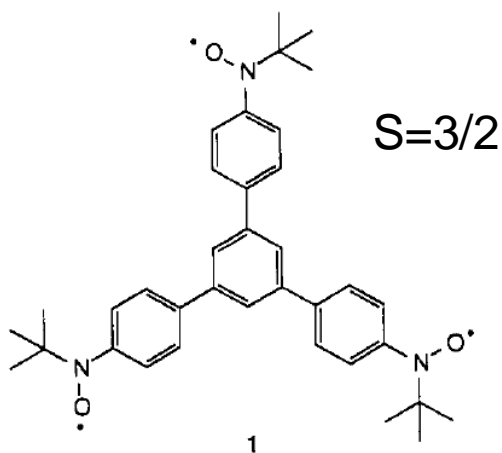


ラジカル配位子フェリ磁性体

K. Inoue et al., JACS, 116, 3173(1994).

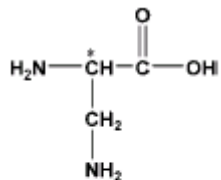


$R = NO\cdot$ $J_1 > 0$, $J_2 \ll 0$



$$1_2[Mn^{II}(hfac)_2]_3 \quad 5/2 \times 3 - 3/2 \times 2 = 9/2$$

キラルフェリ磁性体



Scheme 1. Formula of D- or L- amino-alanine (D- or L- NH_2alaH).

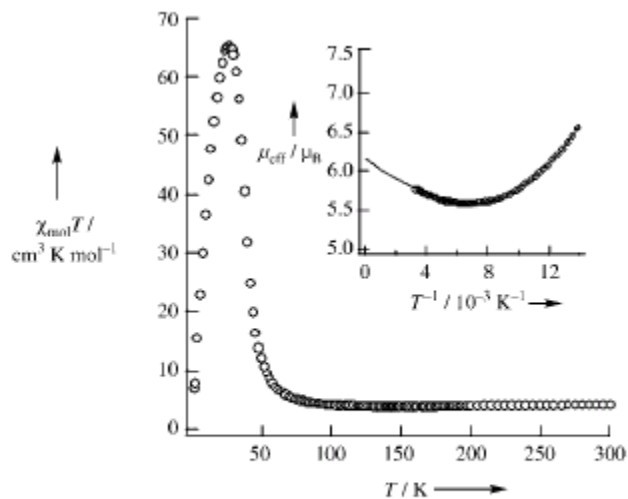
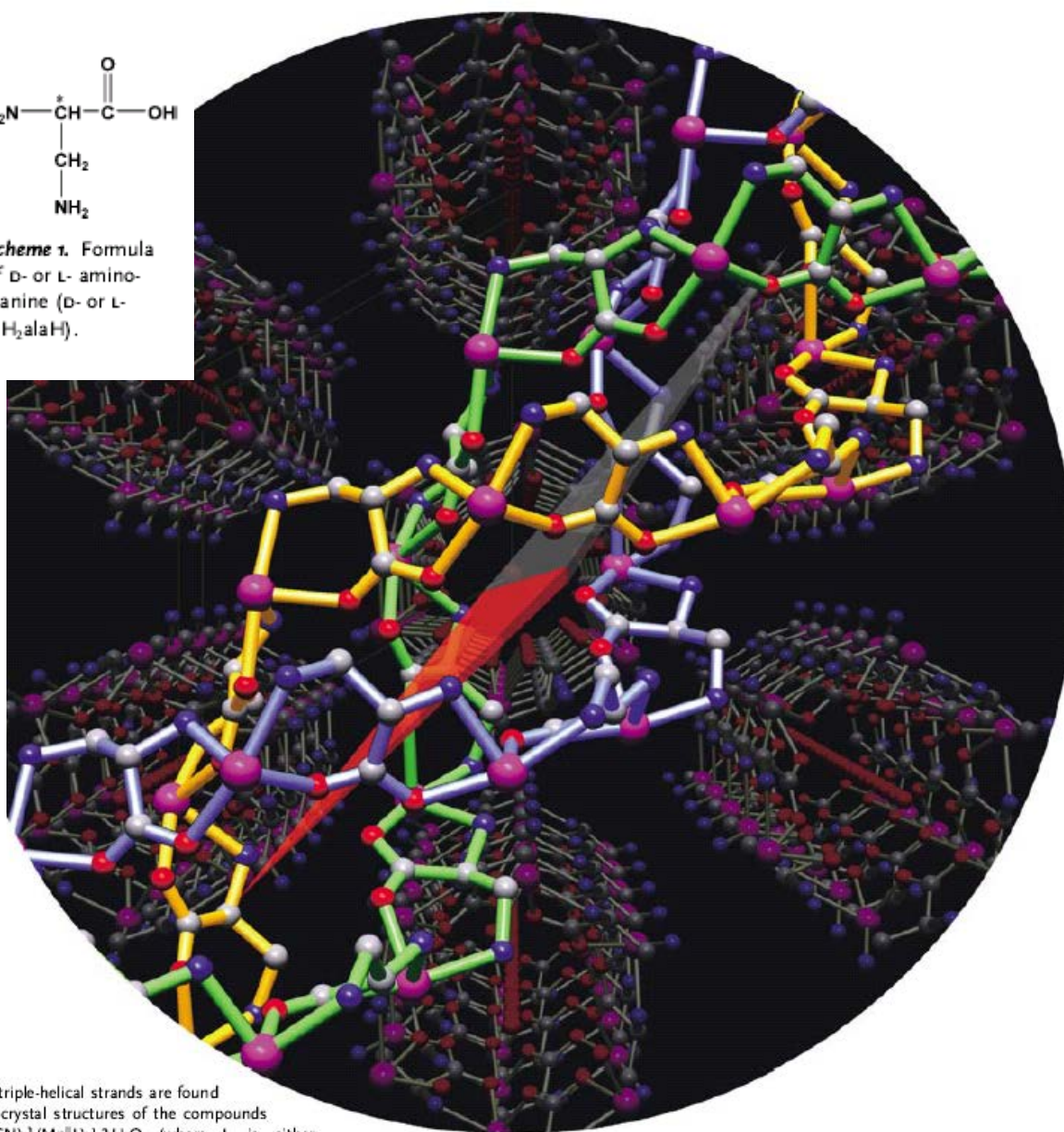
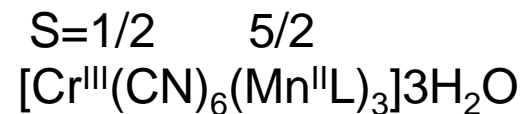


Figure 3. $\chi_{\text{mol}} T$ versus T plot at 5000 G of $[[\text{Cr}^{\text{III}}(\text{CN})_6] (\text{Mn}^{\text{II}} \text{L-NH}_2\text{-ala})_3] \cdot 3 \text{H}_2\text{O}$ (L-1; that of D-1 is the same). Inset: Plot of effective magnetic moment versus $1/T$.



Chiral triple-helical strands are found in the crystal structures of the compounds $[[\text{Cr}^{\text{III}}(\text{CN})_6] (\text{Mn}^{\text{II}} \text{L})_3] \cdot 3 \text{H}_2\text{O}$ (where L is either L- NH_2ala or L- NH_2ala ; NH_2alaH = aminoalanine). All the spins on the manganese ions within this arrangement display a ferrimagnetic order below 35 K as a result of linking through the cyanide bridges formed with the $[\text{Cr}^{\text{III}}(\text{CN})_6]^{3-}$ ions, and indicated by the red arrow in the picture. For more information see the Communication by K. Inoue and co-workers on the following pages.

H.Imai et al.,
Angew.Chem.,
43, 5618(2004).



フォトクロミック金属錯体

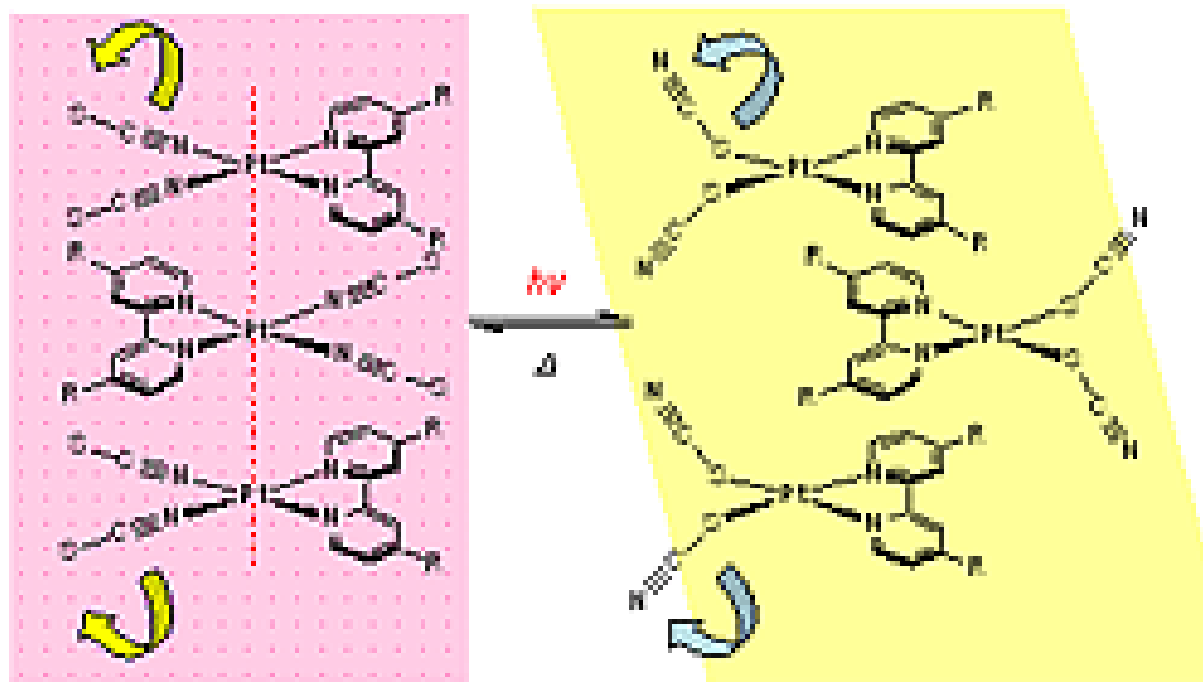


図1. チオシアナト白金錯体の誘起結合異性化による協奏的集積構造変換に基づくフォトクロミズム発現のイメージ図。

S.Kishi et al., *Inorg. Chem.*, **42**, 8728-8734 (2003).