

反強磁性体の物性と応用の接点

Close Relationship between the Physical Properties and Practical Applications of Antiferromagnets

深道和明 東北大学大学院工学研究科

K. Fukamichi, Graduate School of Engineering, Tohoku University

The Néel temperature, spin structure, magnetic domain, exchange striction, linear magnetostriction, exchange anisotropy, and elastic and electrical properties of antiferromagnets are discussed from the viewpoint of their practical use in spin valves.

First, the concentration dependence of the Néel temperature of Mn- and Cr-systems is reviewed. Next, the spin structures of Mn-Ir and Mn-Pt alloys are presented as representative examples. Then, the magnetic domains modulated by twins in a NiO single crystal are compared with the huge domains in a pure Cr single crystal. The ΔE effect is explained in terms of the linear magnetostriction, and the relation between the spin configuration and the exchange anisotropy is discussed. Furthermore, the effect of pressure on the Néel temperature is correlated with the spin structure and with the spontaneous magnetostriction. Finally, the electrical and magnetic properties of antiferromagnets are discussed, taking into account their electronic structure and stoichiometric composition.

Key words: antiferromagnet, Néel temperature, spin valve, spin structure, magnetic domain, exchange striction, ΔE effect, linear magnetostriction, exchange anisotropy, induced strain

はじめに

以前、著者らは強磁性体の残留磁化による障害を避けるために Cr 基合金の大きな自発体積磁歪に着目して反強磁性インバー合金^{1),2)}を開発したが、長い間、反強磁性体は実用上ほとんど注目されていなかった。しかしながら、酸化物高温超伝導体の出現により、反強磁性相互作用の重要性が認識され、さらに、最近、GMR の応用が具体性を帯びるにつれ、反強磁性体の物性は応用上脚光を浴びるようになってきた。

多彩な反強磁性体の物性を限られた紙面で網羅することは不可能である。本稿ではスピバルブに関連するネール温度、スピン構造、磁区、磁歪、弾性、交換異方性、電気抵抗特性などを概観する。また、これらの物性と密接に関連するネール温度の圧力効果や自発的な歪（交換歪、自発体積磁歪）、さらに化学量論組成からのずれと物性変化についても議論する。

1. 代表的な反強磁性合金・化合物の特徴

実用的観点から、当然のことながら GMR スピバルブ用の反強磁性体のネール温度は、室温よりもかなり高いことが必要である。したがって、低いネール温度を示す系を除けば、反強磁性体になるのは Mn 系、Cr 系および酸化物系である。遍歴電子系の反強磁性体は磁氣的相互作用によって、エネルギーギャップがちょうどフェルミ準位に形成されるギャップ型、それが形成されないギャップレス型の 2 種類に分類される。一方、局在電子系反強磁性体として酸化物化合物やある種の Mn および Cr 化合物が知られている。ただし、従来、局在電子系とみなされていた化合物の多くが、遍歴性を示すことがしだいに明らかになってきているので分類には注意を要する。

(A) Mn 系合金および化合物のネール温度とスピン構造

Fig. 1 に代表的な Mn 系合金のネール温度の組成依存性を示す^{3)~6)}。これらの合金系の一般的な性質として、Mn 高濃度の組成範囲ではネール温度とマルテンサイト変態（拡散を伴わない格子変態）温度が近接しているため、室温で大きな変態歪が誘起される。また、磁気秩序が発生すると、

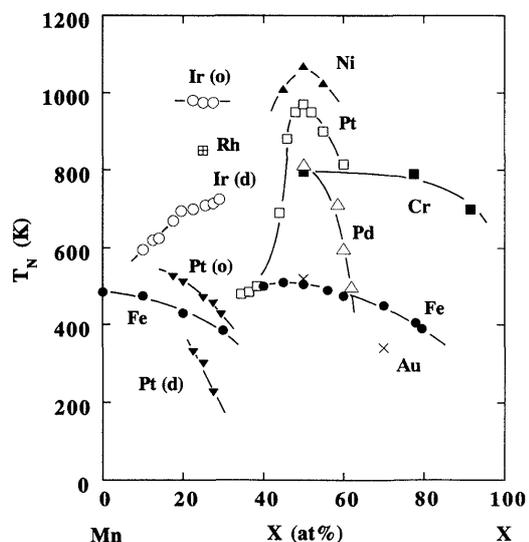


Fig. 1 Concentration dependence of the Néel temperature for various Mn-X systems.^{3)~6)}

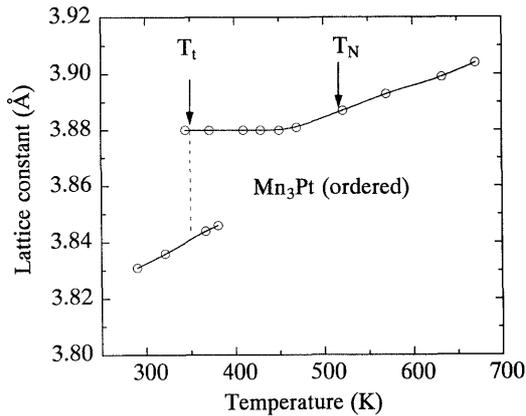


Fig. 2 Thermal expansion curve of a Mn_3Pt ordered alloy.^{4), 7)}

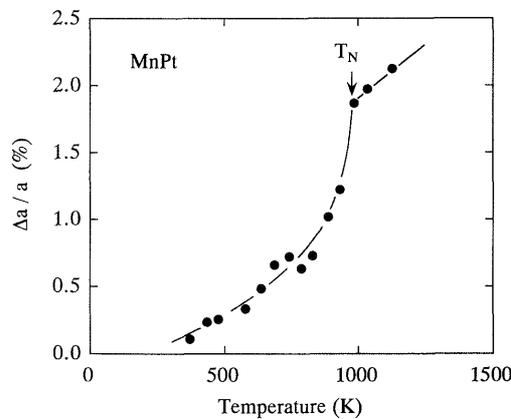


Fig. 3 Thermal expansion curve of the a -axis of a MnPt tetragonal alloy.^{8), 9)}

程度の差こそあれ、自発的な歪が生じるために、ほとんどの反強磁性体において磁気変態と関連して歪が誘起される。

Mn-Pt 系で代表的な化合物に Mn_3Pt と MnPt がある。 Mn_3Pt には規則相と不規則相があり、図中、 $\text{Pt}(o)$ と $\text{Pt}(d)$ で示されるように前者の方がネール温度が高い。 MnPt は CsCl 型から正方晶 AuCu I 型へマルテンサイト変態する⁴⁾。他の多くの 1:1 の化合物も同様の変態を示す。Fig. 2 および 3 に Mn_3Pt と MnPt の熱膨張曲線を示す^{7)~9)}。 Mn_3Pt では温度の低下に伴いネール温度 T_N 以下で格子振動による寄与よりも緩やかな変化を示し、温度にほとんど依存しなくなるが、さらに低温側でスピン構造の変化に伴う変化があり、その温度以下で著しい収縮が生じる。 MnPt ではネール温度以下でマルテンサイト変態と関連する a 軸の大きな収縮変化が見られる (c 軸はほとんど温度に依存しない)。このような熱膨張の異常は交換歪または自発体積磁歪と呼ばれる。ネール温度以下の大きな歪は MnAu や MnPd などマルテンサイト変態を示す化合物においても観測される。 Mn-Ir 系は他の $\gamma\text{-Mn}$ 相と異なり、不規則相のネール温度は $\text{Ir}(d)$ で示すように Ir 添加量とともに上昇し、また、規則相のネール温度は $\text{Ir}(o)$ で示すよう

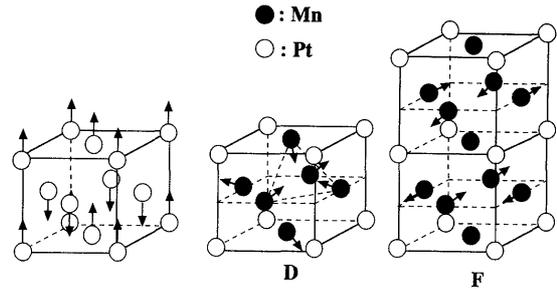


Fig. 4 Spin structures of Mn-Ir and Mn_3Pt alloys.^{4), 5)}

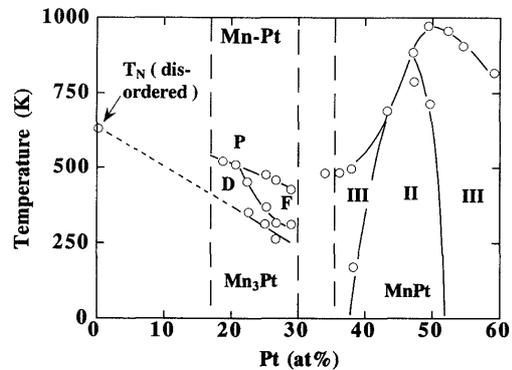
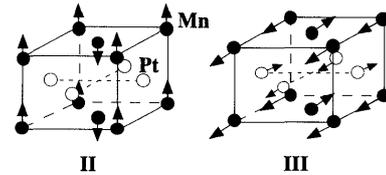


Fig. 5 Magnetic phase diagram of the Mn-Pt alloy system and the spin structures in the vicinity of the equiatomic concentration range.⁴⁾

に $\text{Ir}(d)$ よりも高い⁵⁾。

スピバルブにおける交換結合の議論においてスピン構造が重要であるので、Fig. 4 に代表的なスピン構造を示す^{4), 5)}。左側の構造は Mn-Ir 不規則相に見られる構造である。中間の D および右の F は Mn_3Pt 規則相の低温および高温相の構造である。図に示されるとおり、高温相の Mn の一部はモーメントを持たない。Fig. 5 に Mn-Pt 系合金の磁気状態図と中心組成付近のスピン構造を示す⁴⁾。 Mn_3Pt 付近において、Fig. 4 に示した D 型と F 型のスピン構造の関係が組成に依存して変化していることがわかる。また、 MnPt 付近ではわずかの組成変化で、スピン構造が著しく変化することを示している。後述するようにスピン構造はスピバルブ構成膜で重要であるので、組成制御は大切である。 Mn-Rh 合金の状態図は Mn-Pt 系と全く同様であるが、 Mn_3Rh のスピン構造は D 型のみである¹⁰⁾。なお、 Mn-Fe 合金系は組成に依存して種々物性が変化し、50% 付近でネール温度が最も高くなり、ノンコリネアな $\langle 111 \rangle$ 型のスピン構造を持つ³⁾。

(B) Cr 系合金のネール温度とスピン構造

純 Cr は磁気モーメントの大きさが場所の関数として正

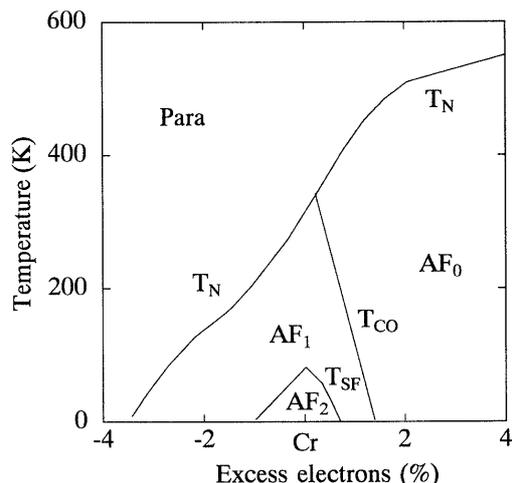


Fig. 6 Magnetic phase diagram of Cr-based alloys as a function of the d-electron concentration.^{11), 12)}

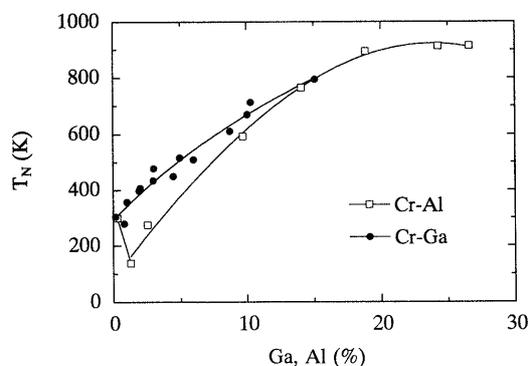


Fig. 7 Concentration dependence of the Néel temperature of Cr-Al¹⁴⁾ and Cr-Ga^{15), 16)} alloys.

弦波的に変調したスピン密度波 (Spin Density Wave, SDW) を持つ典型的な遍歴電子型反強磁性体である。SDW は結晶格子の周期と整合せず (incommensurate), 温度の低下により, 122 K で伝播波数ベクトルが直交する横波 (AF₁) からスピンプロップ温度 T_{SF} 以下で平行の縦波 (AF₂) に転移する。Cr 系合金の磁気変態点は Fig. 6 に示すように d-電子数の変化により表される^{11), 12)}。すなわち, 周期表中で Cr よりも右側に位置する強磁性元素を除く元素でネール温度を上昇させることができ, 格子の周期と整合 (commensurate) するスピン構造 (AF₀) は, 転移温度 T_{CO} 以上で生じる。この磁気相図より, 実用性を考えると Mn, Ru, Ir などの元素を Cr に添加すれば良い。ただし, 添加量が多いと超伝導体になる場合があるので注意が必要である¹³⁾。

上記の一連の遷移金属の添加とは別に Cr-Al や Cr-Ga 系が注目される。Fig. 7 に示されるように, これら二つの合金系において高濃度側ではネール温度が非常に高くなる^{14)~16)}。この現象は非遷移金属の添加により 3d ボンド数が減少し, あたかも空孔が形成された状態になり, そのためバンド幅が狭くなり, 反強磁性が安定化されるとして

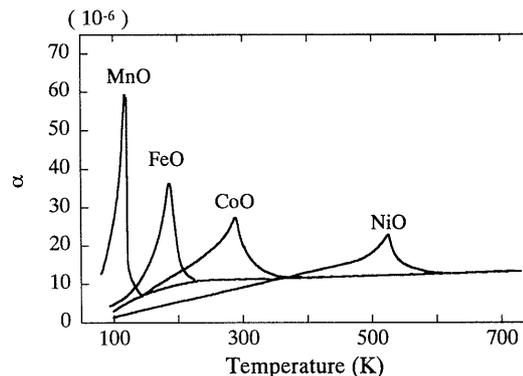


Fig. 8 Temperature dependence of the linear thermal expansion coefficient of NiO, CoO, FeO, and MnO.¹⁹⁾

説明されている¹⁷⁾。なお, 磁気モーメントは大体ネール温度の高さに比例することが中性子回折で確認されているので¹⁸⁾, $T_N \sim 900$ K で純 Cr の約 2 倍の磁気モーメントを持つようになる。

(C) 酸化物の格子変形

超交換相互作用により反強磁性体による NiO, CoO, FeO, および MnO の熱膨張係数の温度依存性を Fig. 8 に示す¹⁹⁾。どの化合物においても磁気転移に関連しネール温度直下で自発的な歪による異常が発生する。注目すべきはその温度前後の広い温度範囲で常磁性領域の係数よりも大きな値を示すことである。これは, Fig. 3 と同様にネール温度前後で収縮することを意味する。このように, 反強磁性体に転移するとき格子変形を伴うために多くの双晶が発生する。そのことが後述する複雑な磁区構造の原因になる。なお, 酸化物などの局在スピン系では交換相互作用の距離依存性が重要であり, 交換歪と呼ばれる場合が多い²⁰⁾。NiO の反強磁性転移の様子はマルテンサイト変態を起こす化合物群の様子とあまりにも類似する。そのため, この化合物は代表的なマルテンサイト変態物質群の範囲に入れられている²¹⁾。

2. 反強磁性体の磁区

強磁性体の場合と事情が異なり, 静磁エネルギーがない。そのため理想的な反強磁性体においては磁区は存在しない。しかし, 歪や格子欠陥が存在すると有限の大きさの磁区になる。一般に反強磁性体の磁区の観察は容易でなく, 磁気構造に対応した格子歪を通して行われる。その方法として, 複屈折を利用した光学的方法, X 線および中性子トポグラフィ法, 電子顕微鏡法などがある³⁾。観察されている物質は極めて少ない。これまでの研究で最も詳しく報告されているのが NiO である。この酸化物は結晶変態に伴い, 多くの双晶が導入されるので, 比較的容易に反強磁性体の磁区観察が行われ, 詳しく議論されている。

Fig. 9 に NiO の磁気単位胞を示す^{21), 22)}。(111) 面内の Ni^{2+} の磁気モーメントは全部平行で, 隣接した (111) 面内

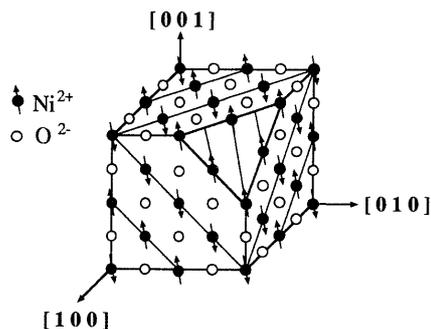


Fig. 9 Magnetic unit cell of a NiO.^{21), 22)}

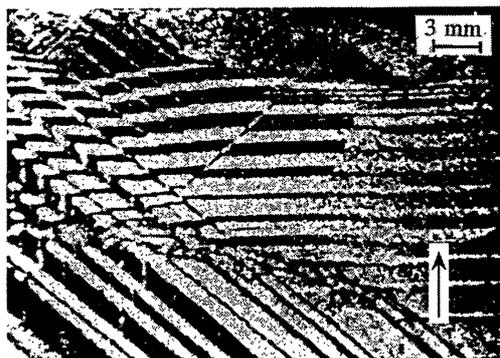


Fig. 10 X-ray Berg-Barrett magnetic pattern of a NiO single crystal.²³⁾ The arrow indicates one of $\langle 110 \rangle$ axes on the cleavage face.

のものは反平行である。このようなスピン構造において、 $[111]$ に関して 3 回対称を持った交換歪があり、その大きさは $[111]$ 方向に 10^{-3} 程度の圧縮である。したがって、ネール温度直下で NaCl 型から、わずかに変形した菱面体晶になる。このことは Fig. 8 に示す熱膨張係数に反映されている。すなわち、ネール温度前後の広い温度範囲で熱膨張係数は常磁性領域の値よりも大きくなる。なお、後述するように線磁歪はたかだか 10^{-5} 程度である。

Fig. 10 に X 線 Berg-Barrett 法で観察された NiO の磁区模様を示す²³⁾。磁区模様は複雑で、交換歪が一様な領域は T 磁区と呼ばれ、 $\langle 111 \rangle$ の 4 種に応じて 4 種のラメラ状の T 磁区があり、それらが交錯するので、図に示されるジグザグ模様の磁区が形成される。また、スピンの回転において (111) に対して平行および垂直な磁壁 S_{\parallel} および S_{\perp} も存在する。磁区および磁壁は焼鈍や圧縮に対して非常に敏感で、結晶を $\langle 111 \rangle$ 方向に圧すだけで、Twinning cry と呼ばれるように音を発して一挙に多数の T 磁壁が形成される²¹⁾。これらの事情から、NiO の磁区は単結晶の場合でもマルテンサイト変態に伴う双晶を多数含むためにかかなり複雑になる。また、前節で述べたマルテンサイト変態に伴う Mn 系化合物でも事情は同じであろう。スピンバルブ反強磁性膜のようなナノスケールの結晶粒の場合も、バルクと同様にマルテンサイト変態が起きるかどうかは現在までのところ不明であるが、興味ある問題である。

入念に歪除去焼鈍された Cr 単結晶を用いて中性子トポ

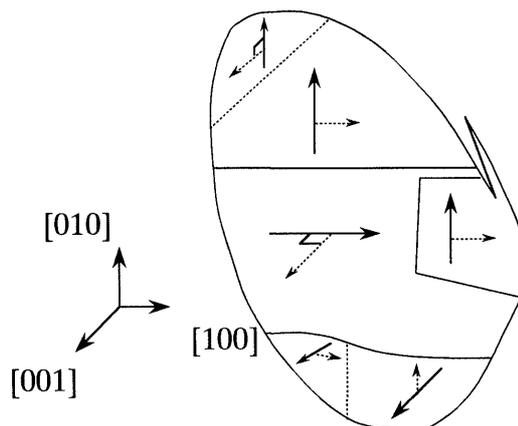


Fig. 11 Sketch of the magnetic domain distribution in a Cr single crystal.²⁴⁾⁻²⁶⁾

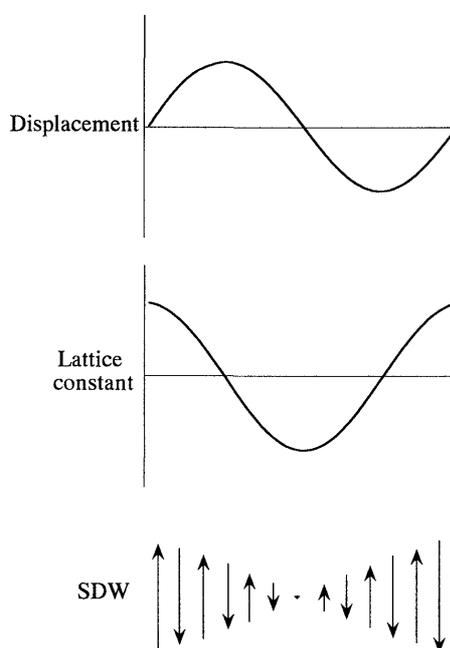


Fig. 12 Relationship of the atomic displacement, the lattice constant, and the spin density wave (SDW).²⁷⁾

グラフィック法で得た磁区分布のスケッチを Fig. 11 に示す²⁴⁾⁻²⁶⁾。長手方向の大きさは約 7 mm であり、磁区はこれまで中性子回折などの従来の実験から予想されていたよりも、約 12 桁も大きい。Fig. 6 で説明したように純 Cr は格子の周期と整合しないスピン密度波を有する反強磁性体で、温度の低下により、122 K でスピン構造が AF_1 から AF_2 に変調されるが、その際、厳密には格子の変形を伴う。したがって、温度の低下に伴い、常磁性状態から $BCC \rightarrow Orth. \rightarrow BCT$ の順に変形する。しかし、その量はごくわずかで、 10^{-5} の程度である。また、SDW に対応して Fig. 12 に示すようにわずかな原子の変位が生じ、格子定数が周期的に変調された歪波 (Strain Wave, SW) が発生する²⁷⁾。このような歪の分散化が結晶全体にわたり均一に生じ、NiO の場合と異なり磁区はあまり細分化されず、NiO と比較して大きな磁区になっているものと思われる。ま

た、磁区の大きさは結晶粒の大きさを超えないことも確認されている。なお、Fig. 11 において点線で示される磁区は低温相(AF₂)へのスピフロップに伴う変化を示すが、磁区の大きさに著しい変化は見られない^{24)~26)}。

3. 磁歪および ΔE 効果

反強磁性体の線磁歪もやはり強磁性体ほど詳しく研究されていない。Cr や 2~3 の化合物の線磁歪は印加磁場の 2 乗に比例することが指摘されている³⁾。したがって、強磁性体の値と単純に比較できないが、反強磁性体の線磁歪は非常に小さい。例えば、NiO の場合、(001) 面に平行に 10 kOe の磁場を印加すると、液体空気温度で [100] 方向の線磁歪の大きさは 4×10^{-6} である²⁸⁾。

強磁性体の ΔE 効果は線磁歪の項、自発体積磁歪の項、および強制磁歪に関する項の三つの寄与を考えると大体説明される²⁹⁾。この中で線磁歪による寄与が著しく、各磁区内の歪が磁場印加により磁化の回転を引き起こすためにそ

の向きを揃えるために生じる線磁歪の大きさと ΔE 効果の大きさは大体対応する³⁰⁾。

Fig. 13 に NiO のヤング率の温度依存性を示す^{31), 32)}。Fig. 8 よりネール温度以下で格子の収縮が起きるが、ヤング率は著しい低下を示す。そのため、 ΔE 効果には交換歪よりも、磁区が重要な役割を果たしていることが推察される。1 節で述べた種々の反強磁性合金・化合物でも、顕著な変化が観測される。代表的な例として Fig. 14 に Mn 基合金のヤング率の温度依存性を示す³³⁾。強磁性合金とほとんど同様に温度変化に ΔE 効果による異常が見られるが、NiO と比較してヤング率の低下は少ない。この ΔE 効果により、室温付近でヤング率が温度に依存しない場合がエリンバー合金となる³⁴⁾。現在までのところ、反強磁性体の ΔE 効果を詳しく議論するためには、磁歪や磁区に関するデータが不足している。

4. 交換異方性

種々の異方性の成因の詳細は他書に譲り^{3), 30)}、ここでは、反強磁性体と強磁性体が積層されたスピバルブで生じる交換異方性を議論する。この現象は Co と CoO の界面の交換結合として古くから知られている³⁰⁾。強磁性膜 (F) のスピと反強磁性膜 (AF) のスピ配置の模式図を Fig. 15 に示す。さらに、強磁性的に結合した界面を点線で示し、その中で反対方向に結合するスピ対を (X) で示す³⁵⁾。(a) において、Compensated とあるように、界面に最近接する AF 膜のスピの向きは互いに反平行であるために打ち消しあい、F 膜との正味の相互作用は生じない。(c) の場合は界面でのエネルギーは非常に高くなるが、(d) のように平面的な (planar) 反強磁性磁壁を形成した方が、エネル

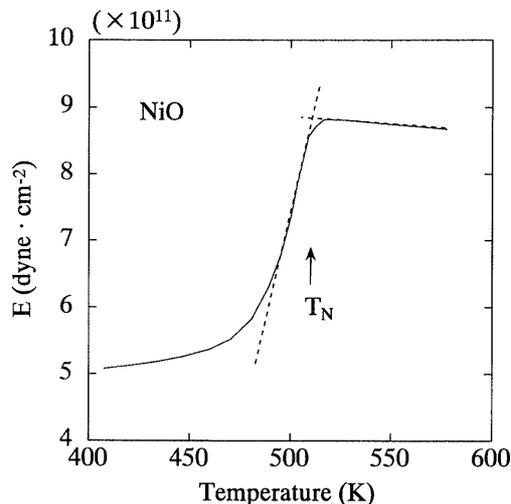


Fig. 13 Temperature dependence of Young's modulus of a NiO.^{31), 32)}

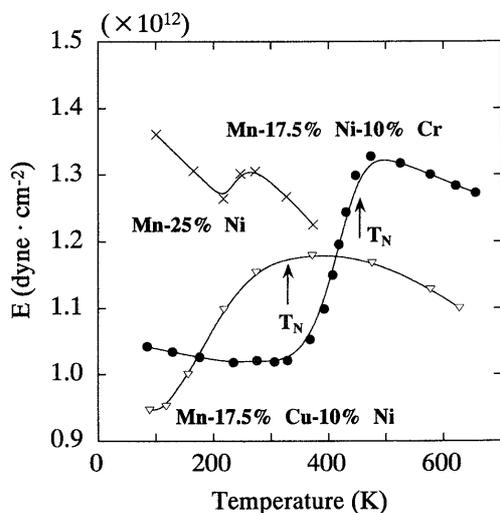


Fig. 14 Temperature dependence of Young's modulus of Mn-based alloys.³³⁾

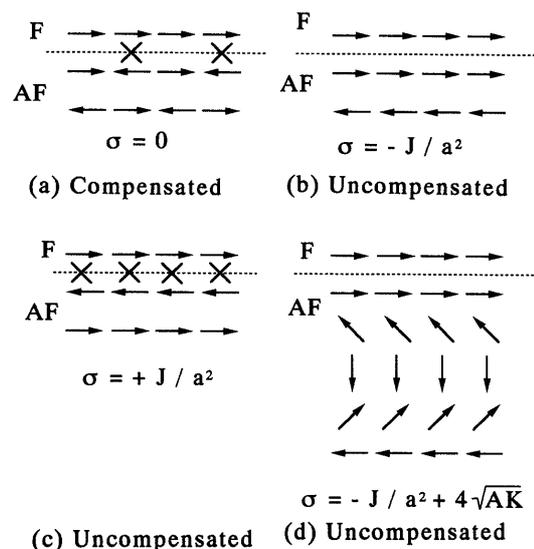


Fig. 15 Schematic view of possible spin configurations in ferromagnetic-antiferromagnetic layers with a planar ferromagnetically coupled interface.³⁵⁾

ギー的に得をする。いま、反強磁性体の交換スティフネス定数を A 、単位体積当たりの一軸異方性エネルギーを K 、格子定数を a 、最近接交換エネルギーを J 、とすると、界面でのエネルギー σ は図中に示される式で与えられる。この図より、交換結合の議論には反強磁性体のスピン構造、磁気異方性、磁区、磁壁などの情報が必要である。反強磁性体のスピン構造は 1 節で示したように比較的研究されている。一方、反強磁性体の磁気異方性の研究はフッ化物、酸化物、水酸化物の研究が主であり³⁾、金属合金・化合物に関する詳しい研究はほとんど行われていない。磁区や磁壁に関する研究も極端に少ないことは 2 節で述べた。

スピバルブにおける交換結合に関するモデルは 2~3 提出されているが^{35)~37)}、現在までのところ、報告されている実験データが多様であり、詳しく議論できる段階ではない。Fig. 15 で示した図はあくまでも理想界面の場合であり、現実には原子サイズスケールの界面の乱れ、欠陥、歪などの存在のために事情が複雑である。例えば、界面の乱れがあると、図において (b) のタイプでも実質上 (a) のタイプにも容易に変化する。ちなみに NiO 膜において、Fig. 9 のスピン構造を勘案して種々の配向膜を作製しても、交換結合磁場の大きさは影響を受けず同程度であることが報告されている³⁸⁾。Malozemoff は原子サイズスケールの界面の乱れを考慮してランダム磁場モデルで議論した。このモデルによると交換磁場の大きさは磁区の大きさに逆比例する。磁区の大きさとして結晶粒の大きさを仮定すると、このモデルを支持する実験データが NiO³⁹⁾ や Cr₇₀Al₃₀^{40), 41)} で得られることが報告されている。いずれにしても、交換異方性の詳しい議論のためには、実験的に困難であるが、界面や反強磁性体の磁区・磁壁の直接観察が必須である。

1960 年代に交換異方性を示す物質として報告されたもので³⁰⁾、現在、クラスタガラス、ミクト磁性、スピングラスとして研究されている合金系が多い。スピバルブ膜の界面の乱れや合金化による交換結合のフラストレーションとの対比で興味を持たれる。

5. 圧力効果

先述のように、局在スピン系である NiO ではネール点以下でマルテンサイト変態を伴って交換歪が生じるが、遍歴スピン系ではスピンの揺らぎが自発体積磁歪に重要な役割をはたす^{42), 43)}。弱い反強磁性体の自発体積磁歪も弱い強磁性体の場合と同様に議論されている⁴⁴⁾。薄膜・人工格子は必然的に歪を内包するが、大きな自発体積磁歪が存在すると、これによる積層膜中の歪は本質的なものである。熱処理を施しても除去されない。スピバルブ素子は作動時に 100~150°C まで上昇する。このような場合、熱サイクルによる積層膜特性の劣化が懸念される。したがって、スピバルブなどの複合膜においては、それぞれの物質の

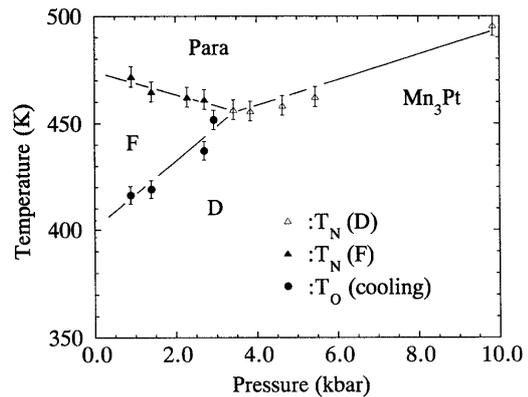


Fig. 16 Pressure effect on the magnetic transition temperature of the Mn₃Pt ordered alloy.⁴⁵⁾

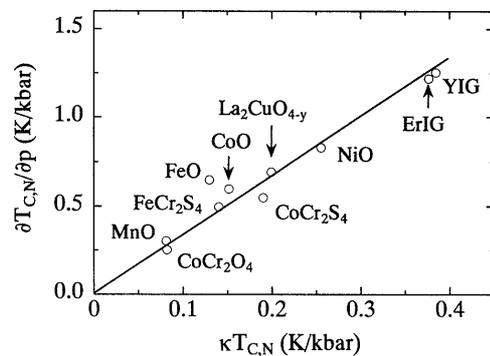


Fig. 17 Magnetic transition temperature *versus* pressure (10/3 law) for various compounds.⁴³⁾

熱膨張係数を十分に考慮する必要がある。

物性物理の分野で議論されるのは、静水圧下での磁性の変化であるが⁴⁵⁾、圧縮、あるいは張力によっても同程度の磁性の変化をきたす。例えば、自発体積磁歪の大きい Zr₆Fe₈₇Cu₁B₆ 強磁性アモルファス合金の場合、1.2 GPa の張力により、磁束密度は 45% 上昇し、キュリー温度は 20 K も上昇する⁴⁶⁾。したがって、薄膜や人工格子の磁性がバルクのそれと著しく異なる場合もありうる。自発体積歪量と圧力効果の程度は理論的に大体対応するので、応用上の観点からも、磁気転移温度などの圧力効果に注目することは非常に有意義である。

Fig. 16 に Mn₃Pt 化合物の磁気転移温度の圧力効果を示す⁴⁾。この化合物は Fig. 4 に示すように D および F 型のスピン構造を持つが、先に示した Fig. 2 において、高温より P(常磁性)→F→D の磁気変態を起こす。P→F 転移以下では熱膨張係数が小さくなり、正の自発歪が生じていることになるが、F→D の場合は逆に係数が大きくなっている。負の自発歪が発生していることになる。熱力学的に予想されるとおり⁴⁵⁾それに対応して圧力の増加に伴い、ネール温度 T_N は初めは降下するが、D の領域になると逆に上昇する。したがって、スピバルブのような積層膜の場合は種々の要因で膜中に高い歪が存在すると、その影響により、ネール温度やスピン構造がバルクのデータと異なる場

合がありうる。

酸化物絶縁体、フェライト、ガーネットなどの圧力効果は Bloch の 10/3 則に従うことが知られているが、Fig. 17 に示すように直線の傾斜は大体 10/3 であり、NiO, CoO, FeO, MnO などこの法則に従う⁴⁶⁾。なお、Fig. 8 より交換歪が負であるので、圧力印加によるネール温度の上昇は Fig. 16 の議論と同様に理解される。

6. 電氣的・磁氣的性質と化学量論組成

スピナブルにおいてセンス電流の分流による MR 比の低下を避けるためには、反強磁性体の電気抵抗率が高い方が望ましい。Fig. 18 に Cr-Al 合金の抵抗率の温度依存性を示す¹⁴⁾。高濃度では Cr の 1 次固溶体領域であるにもかかわらず、非常に高い値を有し、負の温度係数を示すようになる。この値は格子欠陥や不純物の存在を考慮しても大きすぎるので、Ti₃Al 化合物の場合と同様にフェルミ面における擬ギャップの存在を考えると理解される⁴⁸⁾。

酸化物超伝導体の例をひくまでもなく、酸素量に依存して伝導特性が大きく変化する。種々の方法で作製された NiO 単結晶の場合も例外でなく伝導度の値も数桁異なる⁴⁹⁾。また、Ni-O 化合物において、Ni 欠損が生じると、磁化率の値は非常に大きくなり強磁性的な振舞いを示すようになる⁵⁰⁾。これらの伝導と磁性に関するデータは膜作製において化学量論 (Stoichiometric) 組成の制御も非常に重要な因子であることを如実に示している。したがって、人工格子の特殊性による物性であると期待されることも、単に Stoichiometry の問題である場合があるかも知れない。

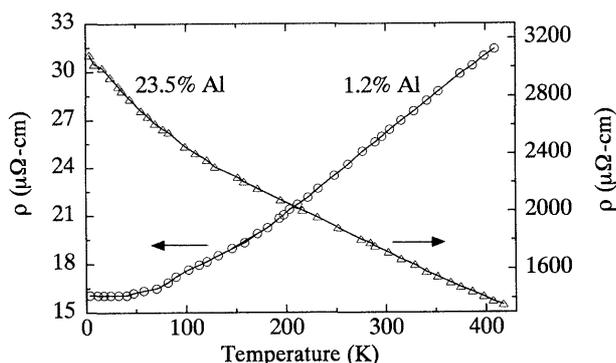


Fig. 18 Temperature dependence of the electrical resistivity of Cr-Al alloys.¹⁴⁾

おわりに

NiO はバンドギャップの起源などで議論されてきたように、純粋に物性研究の対象でしかなかったが、GMR の出現により、スピナブルの材料として応用上脚光を浴びるようになった。本稿の随所で触れたが、詳細な議論を行うためには反強磁性体の種々のデータがあまりにも不足し

ている。また、従来蓄積されているバルクや薄膜のデータをスピナブル膜に適用して議論すると間違った結論を導くおそれがあるので慎重な検討が必要がある。今後、多くの反強磁性物質も一人前の磁性材料として認知され、強磁性体に劣らず研究が盛んになることを期待したい。

文 献

- 1) K. Fukamichi and H. Saito: *Phys. Stat. Sol. (a)*, **10**, K129 (1972).
- 2) K. Fukamichi: Landolt-Börnstein, Magnetic Properties of Metals III, 191-1, ed. by H. P. J. Wijn, pp. 193-213 (Springer-Verlag, 1994).
- 3) 近角聡信, 太田恵造, 安達健五, 津屋 昇, 石川義和編: 磁性体ハンドブック (朝倉書店, 1975).
- 4) E. Krén, G. Kádár, L. Pál, J. Sólyom, P. Szabó, and T. Tarnóczy: *Phys. Rev.*, **171**, 574 (1968).
- 5) T. Yamaoka: *J. Phys. Soc. Jpn.*, **36**, 445 (1974).
- 6) E. Krén, E. Nagy, I. Nagy, L. Pál, and P. Szabó: *J. Phys. Chem. Solids*, **29**, 101 (1968).
- 7) E. Krén, G. Kádár, L. Pál, and P. Szabó: *J. Appl. Phys.*, **38**, 1265 (1967).
- 8) E. Krén, P. Szabó, L. Pál, T. Tarnóczy, and C. Hargitai: *J. Appl. Phys.*, **39**, 469 (1968).
- 9) L. Pál, E. Krén, G. Kádár, and T. Tarnóczy: *J. Appl. Phys.*, **39**, 538 (1968).
- 10) E. Krén, G. Kádár, L. Pál, J. Sólyom, and P. Szabó: *Phys. Lett.*, **20**, 331 (1966).
- 11) C. G. Windsor: *J. Phys. Chem. Solids*, **33**, 1993 (1972).
- 12) K. Fukamichi and H. Saito: *Sci. Rep. RITU*, **26**, 199 (1977).
- 13) Y. Nishihara, Y. Yamaguchi, M. Tokumoto, K. Takada, and K. Fukamichi: *Phys. Rev. B*, **34**, 3446 (1986).
- 14) D. J. Chakrabarti and P. A. Beck: *J. Phys. Chem. Solids*, **32**, 1609 (1971).
- 15) J. G. Booth, M. M. M. Rosta, and K. R. A. Ziebeck: *J. Magn. Magn. Mat.*, **31**, 285 (1983).
- 16) 深道和明, 伊東健一郎, 越後谷淳一: 第 20 回日本応用磁気学会講演概要集, p. 118 (1996).
- 17) H. Akai and J. Kanamori: *J. Phys. Soc. Jpn.*, **54**, 3537 (1985).
- 18) S. Aaraj, N. L. Reeves, and E. E. Anderson: *J. Appl. Phys.*, **42**, 1691 (1971).
- 19) M. Foéx: *Comptes Rendus*, **227**, 193 (1948).
- 20) 安達健五: 化合物磁性 局在スピナブル系, p. 216 (裳華房, 1996).
- 21) 西山善次: マルテンサイト変態 基本編, p. 84 (丸善, 1971).
- 22) T. Yamada: *J. Phys. Soc. Jpn.*, **21**, 664 (1966).
- 23) S. Saito: *J. Phys. Soc. Jpn.*, **17**, 1287 (1962).
- 24) 安藤正海, 細谷資明: 固体物理, **8**, 27 (1973).
- 25) S. Hosoya and M. Ando: *Phys. Rev. Lett.*, **26**, 321 (1971).
- 26) M. Ando and S. Hosoya: *Phys. Rev. Lett.*, **29**, 281 (1972).
- 27) Y. Tsunoda, Y. Nakai, and N. Kunitomi: *Solid State Commun.*, **16**, 443 (1975).
- 28) T. Nakamichi and M. Yamamoto: *J. Phys. Soc. Jpn.*, **16**, 126 (1961).
- 29) G. Hausch and H. Warlimont: *Z. Metallk.*, **64**, 152 (1973).
- 30) 近角聡信: 強磁性体の物理 (下) (裳華房, 1984).
- 31) M. E. Fine: *Phys. Rev.*, **87**, 1143 (1952).
- 32) R. Street and B. Lewis: *Nature*, **168**, 1036 (1951).
- 33) I. N. Bogachev, V. F. Egolaev, and T. L. Frolova: *Phys.*

- Met. Metallogr.*, **29**(2), 143 (1970).
- 34) H. Masumoto, S. Sawaya, and M. Kikuchi: *J. Jpn. Inst. Met.*, **35**, 1143 (1971).
- 35) A. P. Malozemoff: *J. Appl. Phys.*, **63**, 3874 (1988).
- 36) D. Murani, H. C. Siegmann, P. S. Bagus, and E. Kay: *J. Appl. Phys.*, **62**, 3047 (1987).
- 37) S. Soeya, T. Imagawa, K. Mitsuoka, and S. Narishige: *J. Appl. Phys.*, **76**, 5356 (1996).
- 38) D.-H. Han, J.-G. Zhu, J. H. Judy, and J. M. Sivertsen: *J. Appl. Phys.*, **81**, 340 (1997).
- 39) C.-H. Lai, T. C. Anthony, E. Iwamura, and R. L. White: *IEEE Trans. Magn.*, **2**, 34189 (1996).
- 40) 宇山浩子, 大谷義近, 深道和明, 北上 修, 島田 寛, 越後谷淳一, 日本応用磁気学会誌, **21**, 911 (1997).
- 41) H. Uyama, Y. Otani, K. Fukamichi, O. Kitakami, Y. Shimada, and J. Echigoya: *Appl. Phys. Lett.*, 印刷中.
- 42) T. Moriya: *Spin Fluctuations in Itinerant Electron Magnetism* (Springer-Verlag, 1985).
- 43) 安達健五: 化合物磁性 遍歴電子系, p. 288 (裳華房, 1996).
- 44) K. Nakayama and T. Moriya: *J. Phys. Soc. Jpn.*, **56**, 2918 (1987).
- 45) 鹿又 武, 金子武次郎: 高圧現象, pp. 321-408 (アグネ技術センター, 1996).
- 46) J. M. Barandiarán, P. Gorria, I. Orúe, M. L. Fdez-Grbieda, F. Pazola, and A. Hernando: *Phys. Rev. B*, **54**, 3026 (1996).
- 47) H. Yasui, T. Kaneko, H. Yoshida, S. Abe, K. Kamigaki, and N. Mori: *J. Phys. Soc. Jpn.*, **5**, 4532 (1987).
- 48) A. S. Shcherbakov, A. F. Prekul, and N. V. Volkenshtein: *Sov. Phys. Solid State*, **22**, 1340 (1980).
- 49) 津田惟雄, 那須奎一郎, 藤森 淳, 白鳥紀一: 電気伝導性酸化物, p. 261 (裳華房, 1993).
- 50) Y. Shimomura, I. Tsubokawa, and M. Kojima: *J. Phys. Soc. Jpn.*, **9**, 521 (1954).

(1997年4月23日受理)



深道和明 ふかみち かずあき

昭44 東北大学工学部修士課程修了, 同年 東北大学金研助手, 昭54 IBMワトソン研究所客員研究員, 同年 東北大学金研助教授, 昭63 東京大学物性研究所客員研究員, 同年 東北大学工学部教授, 現在に至る.

専門 磁気物性および磁性材料 (工博)