

磁石の秘密

赤井久純 (東京大学物性研究所 akai@issp.u-tokyo.ac.jp)

1. はじめに

磁石は鉄を引きつける。磁石で自動車をくっつけて持ち上げることは易しい。磁石クレーンは30トンの鉄をくっつけて持ち上げることができる。また、地球は大きな磁石である。しかし、磁石クレーンも地球も電磁石である。つまり電流が流れていないかぎり磁石の性質を示さない。永久磁石は電池を必要としない磁石である。外部から電流を流さなくてもいつまでも強い磁石としての性質を示す。このような性質を示す物体を永久磁石と呼ぶ。

電流が磁場を作ることは200年近く昔から知られている。アンペールがアンペールの法則を発見したのは1820年のことであり、身近な法則として良く理解されている。近代科学技術におけるアンペールの法則の応用はその直後にはじまった。ヘンリーにより、小さなガルバニ電池を電源として約1トンの鉄を吸い付けることのできる磁石や電磁石エンジン「リトル・マシーン」が開発されたのが1831年、発電機の発明は1832年、電気モーターの発明は1834年のことである。これらはすべて電磁石の利用である。

電磁石に較べると、永久磁石の歴史ははるかに古い。マグネットの名前の由来とも言われるマグネシア(現ギリシアの一地方、マグネシウムやマンガンもこの地名に由来)で磁石が発見されたのは紀元前600年頃のことである。また紀元前239年に編さんされた『呂氏春秋』によれば中国では春秋戦国時代にすでに方位磁石として永久磁石が利用されていた(ちなみに紀元前2400年頃、伝説上の皇帝である黄帝が常に南を示す指南車を用いたことになっているが、これには磁石は使われていなかったとされている)。

しかし、永久磁石の本質的な理解が進んだのは量子力学が現れてからであり、人工的に永久磁石が作られるようになったのも20世紀になってからである。電磁石が古典的な電磁気学により良く理解されるのに対して、物質の磁性は古典力学によって説明することができない。すなわち量子効果が巨視的に発現した現象であり、それだけに長い間、人々の理解を阻んできたと言える。人々にとって永久磁石は永い間、宗教的ないしはまじない的な要素さえ持っていたのである。

したがって量子力学によって、物質に基本的な性質として磁性というものが存在し、電子がスピンの属性を持つことが理解されたことは本質的であった。これらの認識をもとに磁性研究が典型的な量子力学の一大分野として発展したことは周知の事実である。

だからと言って、現在、永久磁石が良く理解されていて、

それに基づいて新しい磁石が作られているかという点、そういう訳ではない。物質の固有の性質の一つである強磁性と永久磁石の性質は別物であり、前者は後者の必要条件ではあるが、それだけでは永久磁石とはならないからである。例えば強磁性体である純鉄は決して永久磁石にはならないし、最強の永久磁石であるネオジム磁石の主相であるNd₂Fe₁₄B単結晶も強磁性体ではあるがそのままではやはり永久磁石ではない。

永久磁石は室温以上の磁気転移点と大きな磁化、大きな磁気異方性を持った物質がミクロンサイズの粒構造を作ることによってはじめて発現する。すなわち物質の固有の性質(物性)ではなく、物質と巨視的と言って良い構造の組み合わせがもたらす性質である。このような複合的性質は物性物理学では多くの場合、副次的な性質としてむしろ取り除く努力がなされるものであるし、物性値を与えるものではないことから、あまり積極的に扱われてこなかった。しかし、その基礎科学としての重要性は近年よく認識されるようになってきており、今後の物性物理学の寄与が期待されている。

テクノロジーの発展にともなう環境問題、エネルギー問題、資源問題と関連して、小型で強力な高性能永久磁石の開発は国内外を問わず、ここ数年極めて盛んである。例えばハイブリッドカーを見てみるとそこには電気モーター、発電機を初めとする装置の部品として100個以上の永久磁石が使われている。小さい体積で強い磁場を作ることができて、自動車のエンジンルームのような高温下でもその強い磁石としての特性を保つことができる永久磁石の開発は今、最も重要な科学技術の課題の一つである。それには工業的な磁石の作り込みだけではなく、物性物理学を含む幅広い学問分野の参画が必要とされる。以下では、永久磁石の問題とは何かを物性物理学の観点から見ていきたい。

2. 永久磁石とは

永久磁石は長期にわたって磁化が保持される磁性物質である。永久磁石を外部磁場の中において磁場 H の大きさを変化させて磁化(磁気分極) J を測定すると、およそ図1(左)に示すような振る舞い(J - H 曲線)を示す。十分大きな磁場を加えて磁化を一旦飽和させそこから磁場を減少していき、 $H=0$ になったときになお磁石が示す磁化 J_0 を残留磁化、そこから磁場の向きを変えて逆磁場を加えていったとき磁化が反転する磁場 H_C を保磁力と呼ぶ。磁化のかわりに磁石内の磁束密度 B を磁場 H に対してプロットする

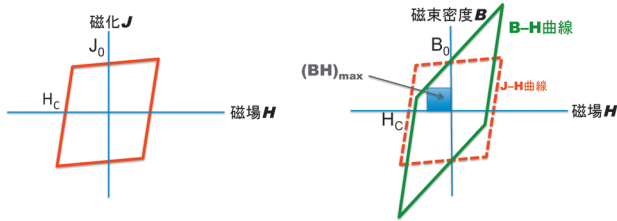


図1 J-H曲線およびB-H曲線.

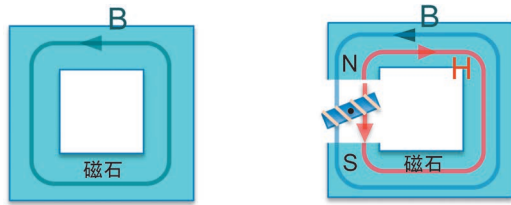


図2 閉じた磁気回路(左)と実際に用いられる永久磁石の配置(右).

と図1(右)のようになる。これをB-H曲線と呼ぶ。磁束密度 B 、磁場 H と磁化 J の関係は $B = \mu_0 H + J$ である。

図2に示すように永久磁石は減磁場の無い閉じた磁気回路(左)で使うことはできず、実際に使われる状況(右)では常に減磁場中に置かれている。減磁場とは磁石の磁化を減少させる方向に加えられた外部磁場であるが、今の場合、磁石自身が作る反磁場^{*1}によって減磁場が生じている。また、モーター等を動かそうとすれば、必ずモーターの回転子を作る減磁場にさらされる。この状況では磁石はB-H曲線のなかの第2象限にあることになる。このとき実現できるBHの最大値は $(BH)_{\max}$ (あるいは最大エネルギー積)と呼ばれ、この系が保持することのできる最大磁気エネルギーに比例するため、永久磁石の性能を表す指標として用いられる。

$(BH)_{\max}$ を大きくしようとすれば図1(右)から分かる通り、まず J_0 が大きくなる必要がある。さらに、磁石が理想的な長方形型のJ-H曲線を示す場合でさえ、 $\mu_0 H_c$ が $J_0/2$ より大きくなければ J_0 の大きさから期待される $(BH)_{\max}$ を実現することができない。永久磁石の磁化曲線とマクロなサイズの強磁性体単結晶の磁化曲線との決定的な違いは単結晶では H_c が0に近いことである。

このことを説明する前に、磁気異方性について説明しておく。強磁性体には安定な磁化の方向がある。例えば純鉄では磁化は[100]方向を向くときが一番安定でありこの方向を磁化容易軸と呼ぶ。純鉄の磁化の方向を[110]方向に向けるためには $\mu_0 H$ が0.06 T程度の磁場を[110]方向(磁化困難軸)に加える必要がある(図3)。その起源はスピン軌道相互作用^{*2}であるが、そのような磁化の向きによるエネルギーを現象論的に導入して結晶磁気異方性エネルギーと呼ぶ。このようなエネルギーを考えることは鉄などの大きな磁化を持つ物質についてはほぼ正しい。

*1 磁石が磁石自身の内部に作る磁場を反磁場と呼ぶ。磁石を小部分に分割して、それらの小磁石が磁石内の任意の部分(その部分からの寄与は含まない)に作る磁場を足し合わせたものになる。端を持つ磁石では磁束密度と反対の方向を向くのでこの名前がついている。

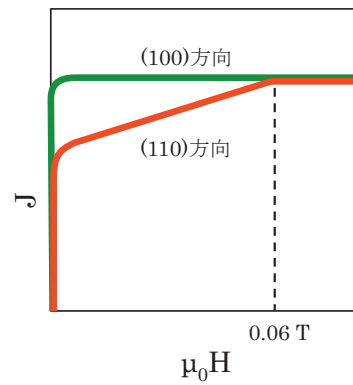


図3 磁化曲線の模式図。横軸は外部磁場、縦軸は磁化。



図4 厚さを持たない磁壁(左)と厚さを持つ通常の磁壁(右)。

いま、鉄の磁化が磁化容易軸[100]方向を向いているとしよう。磁化を反転するためには外部から逆磁場を加えて磁気異方性エネルギーの山を乗り越えて鉄の磁化を[100]方向に持っていかなければならない。このために必要な磁場を異方性磁場 H_A と呼ぶ。山を乗り越えると一気に磁化は反転して不可逆的にエネルギーを放出するのでヒステリシスループを描くことになる。保磁力 H_c は異方性磁場 H_A に一致しそうに思えるが、マクロなサイズの強磁性体ではそうではない。磁化反転は磁化が一斉に反転することにより起こるのではなく、磁壁^{*3}が移動することによって起こるからである。ある結晶軸の一つの方向(例えば六方晶の結晶で c 軸)のみが磁化容易軸になっている場合を一軸磁気異方性と呼ぶ。一軸磁気異方性を持つ強磁性体を考えよう。図4(左)に示すようにある面の左側で下を向いていた磁化がそれより右側では上を向いていたとするとそこに磁壁があることになる。磁壁のすぐ右にある面の磁化を180度回転させれば磁壁は一格子間隔だけ右に移動したことになるが、それに要する磁場は概ね異方性磁場 H_A に一致する。

しかし、磁壁のあるところでは磁気モーメントの強磁性的な配列がくずれてしまい、強磁性配列を安定化する磁気モーメント間の相互作用(交換相互作用)エネルギーが上昇する。この上昇を軽減するために磁壁はある厚さを持つようになり、その中の各面の磁化は徐々に回転している。このとき磁壁内の各面での磁化は磁気異方性と交換相互作用によるトルクがつりあうところまで回転しており、各面

*2 電子が電荷を持った原子核の周りで運動するとき、電子から眺めると自分自身の周りであったかも正の電荷を持った原子核が動いて電流を作っているように見える。この電流が作る磁場と電子の持つ固有の磁気モーメントとの間に生じる相互作用をスピン軌道相互作用と呼ぶ。本質は相対論的効果である。

*3 磁壁とは磁壁の両側で磁化の方向が変化しているような面であり、方向変化としては180度磁壁や90度磁壁がある。

の磁化をそこから少し回転させるだけで磁壁全体としての移動が起こる。そのような回転においても越えなければならない山がありエネルギーの散逸も起こるが、それに必要な磁場は H_A よりはるかに小さく、磁壁の移動が何らかの原因で制限(磁壁のピンング)されない限り、磁壁移動による磁化反転に必要な磁場の大きさ H_C は小さな値になる。一つの極限として磁気構造を連続体に置き換える模型(普通このような模型で磁壁の運動は考えられる)では磁壁ピンングや系の不均一性がない限り磁壁の移動に摩擦は無く磁壁移動に必要な磁場はゼロとなる。

したがって、大きな H_C を得ようとすると、磁壁が動かないか、あるいはそもそも磁壁が存在しない状況を作る必要がある。後者の状況は強磁性体を微粒子化することによって達成できる。それは次のような事情による。磁壁が存在する理由は、強磁性体を作る静磁エネルギーを下げるためには、交換相互作用の上昇を犠牲にしても全体の磁化を下げる方が有利になるからである。交換相互作用の上昇は磁壁面の面積に比例するが静磁エネルギーは体積に比例するために、磁性体の体積が十分小さくなると、交換相互作用の寄与が大きくなり、磁壁を作らない方がより安定になる。このような状況が起こる粒子の最大半径を単磁区粒子臨界径と呼び、それより小さい強磁性体粒子は単磁区構造(一つの磁区からのみなる磁気構造)をとる。単磁区粒子臨界径はサブミクロンからミクロン程度の大きさである。

このような微粒子を集めて、上手に粒子のまま結晶軸をそろえて固化(焼結)できれば、全体の磁化の反転にはそれぞれの単磁区微粒子の磁化反転となり、 H_A に近い大きな保磁力 H_C が得られるだろう(大きすぎる H_C は着磁に困るといふ点を考えておく必要があるが)。異方性磁石と呼ばれる強い永久磁石はそのような発想のもとで開発されてきた。

しかし、実際には H_C は H_A より一桁程度小さい値しか得られない。現在最強の磁石といわれるネオジウム磁石でも H_C は H_A の20%程度である。 H_C が H_A に比べて遥かに小さくなる原因は色々指摘されている。例えば焼結された微粒子が互いに磁気的に分離されていない、微粒子の表面に反磁場や欠陥により異方性の弱められたところがありそこに磁化反転部分が核生成して磁壁が侵入してしまう、等である。これらを防ぐために、磁壁が磁石内で移動しないような効果的なピンングセンターを作る、粒界物質が粒子間の磁気的結合を効果的に遮断するようにする、磁壁侵入の防波堤となるような上手な組織を作る等の方法が考えられている。

ネオジウム磁石では様々な工夫が成功し、ハイブリッド車用モーターが動作するような過酷な環境下でも使える永久磁石が実現されている。しかし、より良い永久磁石の開発はなお必要とされており、そのためには何が、どのようにして H_C や J_0 を下げていくかを知り、どのようにすればそれを防げるのかという物理的根拠のある処方箋を得る必要がある。

3. 現在の永久磁石

図5に過去100年にわたって開発されてきた実用永久磁石の性能を横軸に年を、縦軸に $(BH)_{max}$ をとって示した。SmCo₅を代表とする希土類磁石が開発された1970年頃を境に急激に $(BH)_{max}$ が上昇したことがわかる。1974年に依らによって開発されたその当時の世界最強の磁石Sm₂Co₁₇系に続き、ネオジウム磁石として知られるNd₂Fe₁₄Bが1983年に佐川らによって開発され、それが30年以上にわたって最強磁石としての座を守っている。

Nd₂Fe₁₄Bを主相に持つネオジウム磁石の $(BH)_{max}$ は460 kJ/m³であり、保磁力も室温で1.2 T程度と、 $\mu_0 H_C$ が $J_0/2$ より大きいという条件を十分満たしている。しかし、ハイブリッド車に対応する200°C以上では保磁力は0.2 T以下に減少してしまう。また、キュリー温度(磁気転移温度)は585 K (312°C)であり、使用温度に比べて十分高いとは言えない。保磁力が高いことは単に可能な最大の $(BH)_{max}$ を実現するために必要なだけでなく、反磁場や外場等の要因によって永久磁石が減磁してしまうことを防ぐ上でも重要である。

H_C の有限温度での減少に関しては、Ndを一部Dyで置き換えることによって、高温での保磁力の減少を抑える工夫がなされている。これによって保磁力は3 T程度にまで上昇し、高温でも十分な保磁力を保てる。しかし、Dyが希少元素であること、資源が地理的に偏在していることに加えて、Dyの磁気モーメントは磁化と逆方向に配列し、Dyを添加することにより磁化 J_0 が小さくなってしまふことが問題となり、最新の技術ではDyの含有量をかなり減らすことに成功している。

4. 永久磁石デザインの戦略

小型で強力な高性能永久磁石の開発は国内外を問わず、ここ数年極めて盛んである。その中で、電子状態理論の観点から永久磁石をデザインしていく機運が高まっている。前章までに、永久磁石についてその機能発現の機構と現在の永久磁石のかかえる問題についてみてきたが、それらをふまえて、一体、電子状態理論の観点から何ができるかを考えてみる。

とりあえず、電子論的な観点から議論しやすいのは結晶

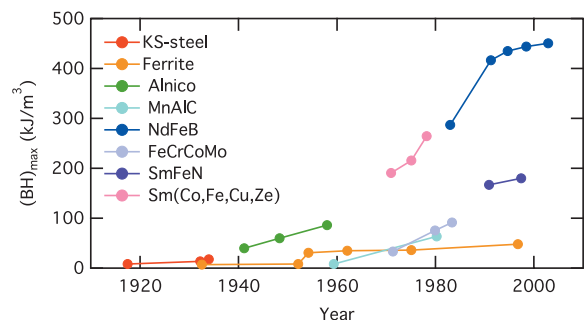


図5 永久磁石の歴史。横軸は年、縦軸は最大エネルギー積。

の強磁性である。例えば、ネオジム磁石ではその主相であるNd₂Fe₁₄B結晶の物性である。前章までに見てきた通り、Nd₂Fe₁₄B結晶はそれだけでは永久磁石にはなってくれない。したがって、それだけを考えるのは片手落ちであるが、永久磁石としてのネオジム磁石にはNd₂Fe₁₄Bの物性が当然のことながら強く反映されるために、全くの見当はずれでもない。

ネオジム磁石に反映されるNd₂Fe₁₄Bの重要な物性は飽和磁化とキュリー温度である。実際にネオジム磁石内にどれだけのNd₂Fe₁₄B主相が充填されているかというファクターはあるが、飽和磁化はほぼNd₂Fe₁₄Bの磁化で説明される。また、キュリー温度についても、物性理論の観点から問題を残してはいるが、守備範囲と言える。副相の出現や他の添加元素についても、それらの磁化やキュリー温度への影響を考えていくことは電子論の範疇である。

現在まで、電子論で(あるいは他のどんな理論でも)取り扱いに困るのが保磁力である。現象論的には $H_C = \alpha H_A$ を仮定し α として実験的に得られる値を用いて解析が行われるが、電子論としてはとりあえず作り込みによって到達できそうな値 $\alpha = 0.1 \sim 0.2$ 程度が存在することを前提に、もっぱら磁気異方性磁場 H_A の大小でもって保磁力の大小を占うことになる。

したがって、電子論として第一にねらっていくべき方向としては結晶として、(1)磁化 J の大きなもの、(2)キュリー温度 T_C の高いもの、(3)磁気異方性磁場 H_A の大きなもの、を探ることである。それらの中から次の段階として、結晶の相安定性、磁性の温度依存性の観点から見て好ましいものを探していくことになる。

現実の物質を対象とする電子論では、密度汎関数法と呼ばれる厳密な理論を出発点にとって、そこに幾つかの近似を行うことによって、基底状態における電子状態(電子・スピン密度)を決める。基底状態での J はまさにスピン密度であるし、 H_A も磁化の方向を磁化容易軸から傾けたときの基底状態エネルギーから決めることができる。 T_C については、電子状態計算の結果をハイゼンベルク模型のようなスピンモデルに対応させる、あるいは近似的に電子系の統計和を計算する等の統計力学的手法で評価される。十分に注意深く計算すれば半定量的な結果(T_C の値について数10%の誤差)が得られる。 T_C の組成や構造に対する依存性に対してはその系統性だけを見ることによってもう少し信頼性の高い結論を得ることができる場合が多い。相安定性や磁性の温度依存性についてはより高度な評価が必要であり、従ってより不定な要素が入ってくる。

どのような大きさの J と H_A を狙えばよいかということに関して硬さパラメータと呼ばれる量が指標としてしばしば用いられる。まず磁気異方性定数 K_1 を導入する。一軸磁気異方性を仮定し、磁化容易軸からの磁化の傾きを θ として、磁氣的なエネルギーの変化 E_A を最低次の近似で $E_A = K_1 \sin^2 \theta$ と書いたとき、 K_1 を磁気異方性定数と呼ぶ。

もちろん、高次の項も存在するが、とりあえず K_1 のみを考える。磁化容易軸に沿って逆磁場 H を加えるとき、磁場との相互作用エネルギーは $J_0 H \cos \theta$ となる。ただし磁化の大きさは磁化の方向によらないと仮定している。結局、エネルギーは θ の関数として $E = K_1 \sin^2 \theta + J_0 H \cos \theta$ となる。

この関数は $\theta = 0$ で極値をとるが $2K_1 = J_0 H$ で2階微分が符号を変える。したがって、これをみだす磁場 H_A で磁化反転が起こることになる。実際の磁石では保磁力 H_C は H_A より小さいので、 H_C は $H_C = \alpha H_A = 2\alpha K_1 / J_0$ と書ける。第2章で説明したように、与えられた J_0 で許される理論上の $(BH)_{\max}$ を実現しようとするとき、 $\mu_0 H_C$ が $J_0/2$ より大きくなければならなかった。このことを用いると $\mu_0 K_1 / J_0^2 > 1/(4\alpha)$ が満たさなければ理論上許される $(BH)_{\max}$ が実現できないことがわかる。この不等式の左辺を κ^2 とおき、 κ を硬さパラメータと呼ぶ。これを硬さと呼ぶ理由は、磁石が磁化の大きさに見合うだけの磁気異方性を持ち、したがって硬い磁石(永久磁石)の材料として使えるかどうかの指標になるからである。もし $\alpha = 0.25$ が磁石の作り込みにより実現できるならば、 κ に対する条件は、 $\kappa > 1$ となる。作り込みに対する条件を半分に緩めて $\alpha = 0.125$ にとると $\kappa > 1.4$ の硬さが必要となるが、これはNd₂Fe₁₄Bでは低温で実現されている。

この κ と J を用いて、ネオジム磁石と同等以上の性能を持つ永久磁石を得ようとするとき $J > 1.6 \text{ T}$ かつ $\kappa > 1.4$ を200°C以上の温度領域で満たす材料をデザインする必要がある。また、証明があるわけではないが、知られている物質のうち最大の磁化を持つFe_{0.7}Co_{0.3}合金の磁化を超える $J > 2.5 \text{ T}$ は実現できないだろう。^{*4}

図6は代表的な永久磁石の飽和磁化(磁場を加えて得られる最大磁化)の値 J_S と K_1 を、横軸に J_S 、縦軸に K_1 を取ってプロットしたものである。1.6 T < J_S < 2.5 Tかつ $\kappa > 1.4$ の領域は白抜きになった部分に相当する。ネオジム磁石を超える磁石はこの部分に位置し、その中でも右上に行く方が永久磁石としてはより好ましい性質を備えたものになるはずである。

このターゲット領域に近いものとしてNdFe₁₁TiNとSm₂Fe₁₇N₃がある。前者はTiをFeで置き換えることができれば確実にターゲット領域に入る。最近、薄膜においてこれを実現するNdFe₁₂Nの合成が成功しており、新しい永久磁石への期待が高まっている。Sm₂Fe₁₇N₃はネオジム磁石より僅かに磁化で劣るものの、磁気異方性は大きく永久磁石としての良好な性質が見て取れる。 T_C もネオジム磁石より高い。一時、期待を集めたが、高温で分解してしまうために焼結磁石を作ることができず、今のところ等方的な

^{*4} 磁化を増やすためには、体積当たりの磁性原子の数を増やす必要があるが、磁性原子の数を固定して体積を減少しようとするとき、必要な凝集エネルギーを得るために磁気モーメントを減らして、電子の運動エネルギーの上昇を抑えるしかない。最大の磁化は、すべての構成元素を磁性原子にした上で、原子あたりの電子数を最適化して得られるが、それをほぼ実現しているのがFe_{0.7}Co_{0.3}合金と考えられる。

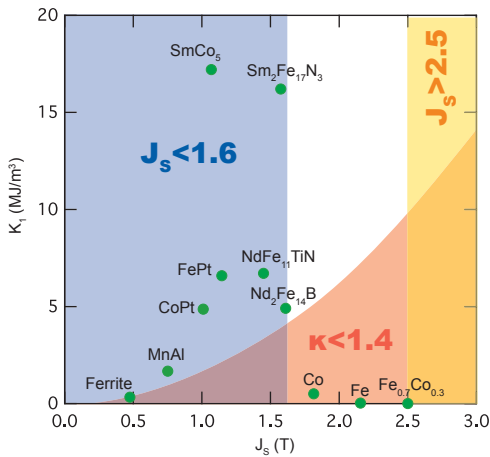


図6 磁気異方性 K_1 と飽和磁化 J_s で整理した永久磁石。白抜きの部分がネオジム磁石を超える永久磁石のターゲット領域になる。

ボンド磁石（接合材で磁石粉を固化したもの）としての用途しかない。

電子論の観点からは、新しい磁石デザインの正攻法は軽希土類を少量含み、なるだけFeの含有率の高い安定な化合物を電子状態計算に基づいて探すことであろう。希土元素を含まないという観点からは希土類を用いることは避けたいところであるが、磁気異方性を得るために希土類ほど即効性のある元素はない。もちろん、希土元素や環境非調和物質を一切含まない永久磁石開発を視野に入れておく必要があり、そのような方向を目指したデザインの努力を惜しんではならない。

5. 電子論の問題点

前章で電子論による磁石デザインの可能性を述べたが、希土類磁石に関しては、電子状態計算は次のような困難を残している。希土類元素は開殻f構造を持っている。つまり14個あるf状態が部分的に電子によって占められている。このような状態は普通、結晶中に広がりバンドを形成するが、f状態は大きな遠心力ポテンシャルのために、原子位置に良く局在しており、結晶中でも原子の波動関数の性格を良く保っている。そのため、各スピン毎に7重に縮退した狭いバンドを作る。その状態をf電子が部分的に占めようとすると、f状態はフェルミレベルより上に飛び出す（完全に空になる）ことも、下に沈む（完全に占められる）こともできず、フェルミレベルの位置にあるとしなければならない。しかしこのように計算された希土類金属の凝集エネルギーは、f状態がフェルミレベル位置にあることを反映して、現実よりずっと大きくなってしまふ。分光学的にも、フェルミレベルの位置にf状態がピン留めされるといふ結論は正しくない。

先に述べたように、第一原理電子状態計算は通常、密度汎関数法を出発点とする。しかし、そこで与えられる処方箋を厳密に実行することはできず（もしできたとすれば多体問題が解けたことになってしまう）、なんらかの近似を

行わなければならない。現在まで最も成功している近似の一つは局所密度近似あるいはその単純な拡張であるが、このような近似を用いて密度汎関数法の処方箋を実行すると、どうしても上に述べたような結論になってしまう。

そのような事情で、4f状態が重要な役目をはたす希土類磁石に対しても、局所密度近似を用いた計算は正しい結果を与えないことが予想される。様々な補正の方法が試されているが、その予言能力は保証されず、決定的と言える処方箋は今のところない。実験と比較しつつ色々な物理量を計算する、あるいは機能発現の物理的機構を電子論的に考察する等のアプローチで希土類磁石の物理を明らかにして行く方向の努力が続けられているが、究極的にはf状態を正しく扱うことのできる手法を開発する必要があり、将来に向けられた最も重要な課題の一つといえる。

これまで見てきたように永久磁石の性質は物性と半巨視的な構造が複合して発現する。永久磁石材料を電子状態の計算から出発して開発していくとき、ある段階からこれを検証する超大規模計算によるシミュレーションを避けて通ることはできない。それに耐えうる大規模計算機が必要になってくることは言をまたない。

6. まとめ

磁石はどこにでも転がっているものであるが、その理解は難しい。その根底に横たわるのは物質の磁性である。それ自身、量子効果の巨視的な発現であり、直感的な理解を妨げる。さらに、それを具体的に利用できる形にしておくためには様々な物理機構を利用しなければならない。永久磁石の保磁力は磁気異方性の20%にも満たない。特殊な条件下でも50%を超えることはない。複雑な要因が絡み合って、保磁力を下げているわけであるが、それらの理解とそれによる良い磁石の開発は重要なだけでなく、おおいに好奇心をかきたてる物理の問題でもある。

現在、日本では元素戦略の一貫として永久磁石の機能発現の解明と、新しい永久磁石材料の開発のための研究が進められているが、本稿ではその背景にある物理を電子論の観点を軸に紹介した。さらに詳しく永久磁石について知りたい人のために永久磁石についての記述が詳しい標準的な教科書、永久磁石に特化した教科書、最近の総合報告、磁石に関する話題を把握するのに便利な一般書をあげておく。¹⁻⁴⁾ 永久磁石に興味を持つ研究者が少しでも増えるきっかけになることを願っている。

参考文献

- 1) J. M. D. Coey: *Magnetism and Magnetic Materials* (Cambridge Univ. Press, 2010).
- 2) 佐川真人, 浜野正昭, 平林 眞編著:『永久磁石』(アグネ技術センター, 2007).
- 3) S. Hirotsawa: *J. Magn. Soc. Jpn* **39** (2015) 85.
- 4) 宝野和博, 本丸 諒:『すごい!磁石』(日本実業出版社, 2015).

(2015年10月14日原稿受付)