

本多の磁気理論と、わが国における
Weiss 理論の受容の過程 III

— 聞き書きにもとづく物性物理学史(3) —

信州大・理 勝 木 渥^{*}

(承前)⁹⁷⁾

さて、私は、本多の磁気理論と Weiss のそれとの根本的なちがいのひとつとして、Weiss が分子場としてとり入れた分子間相互作用を、本多が、Weiss とは対蹠的に、磁場方向への分子磁石の配向を妨げる要素としてとらえていることを、指摘してきた。⁹⁸⁾ 磁軸の磁場方向への配向が「分子間の相互作用に抗して」のものであるとするのが、本多独自の考えであるのか、それとも本多に先行する磁気理論の提唱者たちのうち誰か(たとえば Ewing)によって表明されたものであるのか、いささか気になることである。Langevin がかれの 1905 年の有名な「磁性と電子論」の中で、強磁性体では分子間の相互作用が大事だ、と言っている⁹⁹⁾ のをみると、本多に先行する誰かがすでに本多ののべたような見解を表明していたかも知れない、そして、それが磁気理論における正統的・主流的な思考の潮流となっていたのかも知れない、という気がする。もしそうだったとすれば、本多の磁気理論は、強磁性理論においてはむしろその理論的伝統に忠実であり、相互作用を分子場の形で、分子磁石の磁場方向への配向を助けるような効果をもつものとしてとり入れた Weiss 理論の方が、むしろ異端的だったということになる。

ここで、本多の磁気理論を単に Weiss 理論との対比においてのみ見るのではなく、その理論的系譜をも明らかにする意味で、かれの 1914 年の磁気理論の論文¹⁰⁰⁾ をやや詳しく見て行こう。

鉄の A_2 変態の本性の解明と不可分の関係をもちつつ¹⁰⁰⁾ 提出された本多の磁気理論の論文は、3 章・7 節・17 頁強から成っている。第 1 章(2 節, 4 頁強)は既存の理論の簡単な素描にあてられ、第 2 章(3 節, 9 頁)で常磁性体と強磁性体の理論が、第 3 章(2 節, 4 頁)で反磁性の理論が説かれている。

^{*}) KATSUKI Atsushi

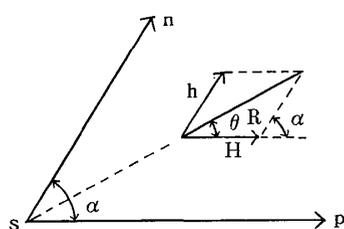
勝木 渥

この論文の第1章第1節、1頁余りの部分で、本多はそれまでの強磁性理論を、次のように概観した。「Poissonの個々の分子の磁気誘導の理論¹⁰⁵⁾に反対して、Weberは周知の分子磁石の理論を与えたが、それはMaxwellによって、更にEwingによって改良されて、¹⁰⁶⁾ 満足 of いくものとなった。この理論を、改良された形で要約すれば、強磁性体の分子は小さな永久磁石であって、その軸は普通の条件下ではあまねくあらゆる方向に向き、それゆえ全体としては磁気分極が見られない。これら磁気分子は互いに磁気的作用を及ぼしあっていると考えられる。この物質に磁場をかければ、分子は相互作用に抗して磁場の方向にその磁軸を向けようとする。場を強くすれば磁気分子の軸はますます磁場の方向を向く。すべての分子が磁場方向を向けば、磁化はその極大に達する。この理論は非常に簡単だが磁化に関する観測事実を全く満足に説明する。」

以上が、その概観の前半部(約半頁)すなわち19世紀後半の磁気理論の概観であり、このあとに、Langevin理論、Weiss理論等への言及、すなわち20世紀に入ってから磁気理論への言及がつづくのであるが、¹¹²⁾ それへ進む前に、ここに述べられたことへの解説を本多の著書『磁気と物質』における記述に基いておこなってみたい。¹¹⁴⁾

本多によれば、「強磁性体に関する学説はポアソンに創まる。氏は、強磁性体の分子内には、恰も電気の場合に於けるが如く、正負の磁気的流体ありて、是等の離合によりて磁気の現象を生ずるものと為せり。ウェーバーは、之に反して、強磁性体の分子は、各々小磁石にして、其の軸は、通常の状態に於ては、種々の方向に向へるを以て、物体は全体として磁性を現はさざれども、外より磁場の作用を受くるときは、磁軸は分子相互の引力に反して、磁場の方向に向ひて、強き磁性を現はすものと為せり。」この本多の言葉からも分るように、本多の磁気理論はWeberの流れを汲んでいるのである。We-

第3図 Weberの強磁性理論



- sn : 分子間相互作用による分子磁石の磁軸の方向
 - sp : 外部磁場の方向
 - h : "分子磁場" (異方性磁場)
 - H : 外部磁場
- (『磁気と物質』256頁より)

ber 自身が、各小磁石の磁場方向への配向が分子相互の引力に抗してなされる、との考えを表明しているのである。「而してウェーバーは、分子相互の作用として、弾性的の分子力を想像せり。」 Weber がこの考えによって磁化曲線を導出するやり方は、本多によれば、次のようなものであった。(第3図参照)「磁場の作用せざるときは、無数の分子磁石の極は、一様に総ての方向に向ふものなるが、其の一分子の磁極の方向を sn とし、磁場 H の方向を sp とすれば、分子磁石の極は、其の回轉より生ずる弾力 h と H との合力の方向に向ひて釣合ふべし。此の弾力は、磁極の初めの方向 sn に向ふものと仮定せんに」(磁極の初めの方向 sn を磁化容易方向、 h を異方性磁場、分子磁石を磁化した微結晶と読めば、以下の議論は今でもそのまま成立つと思つてよいであろう)

「分子磁石の軸は、 h と H との合力 R の方向に向ふ。 R と H との間の角を θ とし、分子磁石の能率を M とすれば、 H の方向に於ける M の分能率は $M \cos \theta$ なり。故に之を凡ての分子磁石について積分すれば、物体の全能率を得。今、磁軸の方向が H に対して、 α と $\alpha + d\alpha$ なる角をなす円錐間に夾まれたる分子磁石の数を dn とすれば、

$$dn = \frac{n}{2} \sin \alpha d\alpha .$$

故に全能率即ち磁気の強さを I とすれば、

$$\begin{aligned} I &= \int_0^\pi M \cos \theta dn \\ &= \frac{I_0}{2} \int_0^\pi \cos \theta \sin \alpha d\alpha . \end{aligned} \quad (1)$$

ここで I_0 は nM であり、また θ は α の関数であるが、 $R^2 = h^2 + H^2 + 2hH \cos \alpha$ および $R dR = -hH \sin \alpha d\alpha$ と、釣合の条件 $H \sin \theta = h \sin(\alpha - \theta)$ を用いて

$$\begin{aligned} \cos \theta &= \frac{H + h \cos \alpha}{R} && \text{および} \\ \sin \alpha d\alpha &= -\frac{R}{hH} dR \end{aligned}$$

を得、(1)の積分を α での積分から R での積分に書きかえて

$$I = -\frac{I_0}{4hH^2} \left| H^2 R + \frac{1}{3} R^3 - h^2 R \right|_{R(\alpha=0)}^{R(\alpha=\pi)}$$

を得る。こうやって得た I について

勝木 渥

「二つの場合を区別して論ぜん。

(i) $H < h$ の場合。

$$\alpha = \pi \text{ のときは, } R = h - H .$$

$$\alpha = 0 \text{ のときは, } R = h + H .$$

故に

$$I = \frac{2I_0}{3h} H .$$

即ち H が h より小なる間は, I は H に比例して増加す。

(ii) $H > h$ の場合。

$$\alpha = \pi \text{ のときは, } R = H - h .$$

$$\alpha = 0 \text{ のときは, } R = H + h .$$

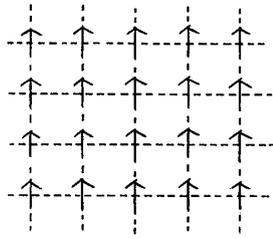
故に

$$I = I_0 \left(1 - \frac{h^2}{3H^2} \right) .$$

即ち H が h より増加するに従ひ, I は次第に大となるも, 漸次一定の値 I_0 に近づく。今, H が 0 より次第に増加する場合に於ける I と H との関係, 即ち磁気曲線を図に「画いてみると, 「此の曲線は, 実際の曲線と異なりて反曲線 (Inflexion point) を有せず。又上記の理論は重要な磁気履歴の現象を説明すること能はず。」

以上が, 本多によってまとめられた Weber の強磁性理論の大綱であるが, それにつづく Maxwell の理論については, 本多はただ「其の後 (= Weber 理論ののち), マックスウェルは, 履歴現象を説明せんが為めに, ウェーバーの説を改良せんとしたるも, 満足なる結果を得ざりき。」とだけ書いて,¹¹⁵⁾ただちに Ewing の理論の説明に移っている。

「1890年, ユーイングは, 極めて簡単なる仮定を用ひて, ウェーバーの学説に重要な改良を加へたり。即ちウェーバーは, 分子の回転に抵抗する力を弾性的分子力と考へたるも, ユーイングは, 之を各分子間に作用する磁気力なりと看做せり。¹¹⁶⁾ 即ち氏の考に依れば鉄, ニッケル及びコバルト等の等軸晶系に属する金属¹¹⁷⁾ に於ては, 其の各分子は正立方体の空間格子に沿うて排列せられ, 外より磁場の作用せざるときは, 其の排列は最も安定なる釣合の状態を取るものなり。即ち各分子の中心は, 図の如く(第4図)格子の交点に在りて, 磁軸の方向は格子の辺の一つに平行す。此の位置に於ては,



第 4 図 Ewing の強磁性理論

各分子磁石の中心は格子点上にあり、外場をかけないとき、その磁軸の方向は結晶軸の方向と一致している。
(『磁気と物質』260 頁の図より)

磁極間の距離最も近く、位置のエネルギー最小にして、釣合は最も安定なり。¹²⁰⁾ 今、之に外より磁場が作用するときは、分子磁石は全体として磁場の方向に向はんとし、位置のエネルギーの最小の位置を遠ざかるが故に、元の位置に戻らんとする力を生じて、磁場の作用に抵抗す。通常吾人の手にする鉄、ニッケル、コバルト等は、無数の微小なる結晶の集合より成るものにして、其の軸はあらゆる方向に向ふものなり。故に其の各結晶内に於ては、分子磁石の排列は整然として、結晶は飽和磁気の強さを有すれど、軸の方向種類雑多なるが故に、全体として磁性を現はさざるなり。ユーイングは又模型を用ひて、実験的に磁気曲線及び履歴曲線等を研究し、其の学説の能く実際と一致するを示せり。然れども氏の学説の数量的ならざるは一欠点と謂はざるべからず。」

本多の眼を通して見た 19 世紀の強磁性理論の概況は以上のようなものであった。

さて、再び本多の磁気理論の論文¹⁰⁰⁾にもどらう。本多は前記の部分につづけて、つぎのように述べている。「常磁性の Langevin 理論を基礎において、P. Weiss は別の強磁性理論を展開したが、かれは磁化した強磁性体 — それは何ら外部によって磁化したのではないけれども — の各分子には、彼が分子場と呼ぶ一様な場が作用している。この場は法外に強くて数百万ガウスにも及ぶので、この物質の微結晶はすべて、普通の条件下では、その温度での飽和にまで磁化しているが、これらの結晶は公平にすべての方向を向くので、全体としては結局分極がない。そして、磁化過程は、微結晶が全体として位置をかえないままで、分子自身が磁場方向を向くことである。この理論は、強磁性物質でみられるいくつかの事実をうまく説明するけれども、誘導磁気に関しては、基本現象の説明にかなりの困難がある。」本多は、うまく説明できる事実として、脚註で「“自発”磁化と温度」¹²¹⁾「比熱と分子場」をあげ「結晶の磁性は他の理論によっても等しくよく説明できる」とコメントしている。以上がこの論文での本多による Weiss 理論

勝木 渥

の要約である。ここでは、まだ、後年におけるような烈しい Weiss 批判の論調は見られない。Weiss 理論のつぎに、6行ほどで Gans の理論にふれているが、それによると、Gans は1910年ないし1911年の頃に、分子磁石を高速で自転する荷電体とみなしたらしい。「R. Gans は分子磁石を、電気をおびてそれ自身の軸のまわりに速かに回転する回転体であると考えた。かれは誘導磁気の Weber 理論を修正してそれを Langevin 理論と結びつけた。彼は Weiss のものと似た結果に到達した。かれはまた、強磁性結晶における履歴曲線に対する表式をえたが、それは測定結果と定性的に一致した。」¹²²⁾

以上で、本多以前の強磁性理論の概要をのべた第1章第1節がおわる。つづく第2節(約3頁)ではそれまでの常磁性および反磁性理論の概括がなされている。本多はまず、電子論に基く理論を与えた者として、J. J. Thomson (1903), W. Voigt (1900, 1902), P. Langevin (1905) の名をあげ、前二者について簡単にふれたのちに、Langevin 理論についてやや詳しく言及している。前二者に対する本多の言及から、私の興味を覚えた部分を記せば次の如くである。原子を円軌道を高速で周転する若干個の電子より成ると見なせば、電子の運動に何らかの damping effect がないかぎり、物質に外部磁場をかけても何ら磁気モーメントは生じない、との結論に Thomson が達していたこと、および Voigt もまた、電子の衝突を考えないかぎり、物質は磁性を示さないとの結論に達していたこと。この論文には書いていないが、本多はこのことを「円運動をなせる電子は、之を一種の回転儀 (Gyroscope) と見るを得べく、之に磁場が作用するも、謂はゆる才差及び章動の現象を生ずるのみなるが故に、其の平均的作用は、磁場の作用せざる場合に等し。即ち物質を単に電子の集合より成るものと考えれば、之が磁場の作用を受くるも、磁性を生ずることなきを知る。」¹²³⁾ という風に理解している。このことは、のちに本多が核内電子に磁性の起源をもとめる¹²⁴⁾ ことへの伏線になっている。また、本多が熱擾乱を考えると、熱振動する分子磁石の相互の衝突という具体的なプロセスを思い浮かべるのは、この Thomson, Voigt の理論をふまえての上のことであろうと想像される。

この論文には書いていないが、Thomson, Voigt の所説との対比において、本多は Langevin 理論を「ランヂェバンは、(タムソン、フォークトの説の)欠点を避くるがために、電子に比して非常に大なる質量を有する原子核の作用を考へ、電子の回転儀的作用を省略せ」¹²³⁾ るものにとらえている。¹²⁵⁾ この論文では本多は Langevin 理論について、分子内公転電子による分子の合成磁器モーメントが一定有限値をもつものが常磁性を示し、分子構造が完全に対称的で合成磁気モーメントがゼロであるようなものが反磁性を示す、常磁性

物質に対しては Langevin は Curie の法則を得た、反磁性磁化率は温度にも集合状態にもよらず一定となる、と要約し、それへの批判として、Curie 則が広い温度範囲にわたって成立しているような実験はめったにない、また、反磁性磁化率が温度変化したり、状態変化によって変ったりする例がたくさんあると述べ、Langevin 理論を観測事実とよりよく合致させるためには然るべき修正が必要だと主張している。また、『磁気と物質』では、Langevin が、分子磁石の方向分布を重力の作用下における気体の密度分布に相当しているものにとらえて、その理論を展開していることを述べ、Langevin に即して議論を展開して Curie 則を導き出してみせた上で、「斯の如くキュリーの法則は、気体の場合に証明せられたるものなるが故に、直ちに之を固体或は液体に適用するを得ず。実際此の法則が固体の場合に成立せざるは、実験の示す所なり」¹²⁶⁾として、Langevin 理論の修正・拡張が必要だと主張している。本多は、自らの磁気理論を、Langevin 理論の欠点を補い、固体・液体の場合にも適用できるように拡張したものとして、位置づけるのである。

本多は、このように Langevin 理論にふれたあとで、Weiss の磁子理論にも簡単にふれて、磁子理論は実験の側からもっとちゃんとたしかめなければならないとのべ¹²⁷⁾ついで Schrödinger, Kroo らの反磁性理論に簡単にふれている。以上で第2節が終っている。

これにつづくのが、この論文の中心部分ともいべき第2章、常磁性体と強磁性体の章である。その最初の節(第3節、2頁弱)で本多は、Langevin 理論の改良を(1)分子磁石のモーメントが一定でなく、温度の関数であると仮定すること、および(2)分子磁石間の相互作用を導入すること、によってなすのだと述べ、仮定(1)について、分子磁石の分子は必ずしも単一分子を意味するものでなく、固体の場合、それは分子群でもありうる、分子磁石がそれぞれの公転電子をもつ原子から成る複合系であり、分子磁石の磁気モーメントが分子内原子の方向によってきまる(つまり構成原子の磁気モーメントのベクトル和として与えられる)とすれば、仮定(1)はもっともな仮定だとのべている。また、分子磁石間の相互作用について、これは外場による分子の転向を妨げる効果をもつものであるが、通常この効果は熱衝突の効果に比べてずっと小さい、としている。外場をかけた時、分子磁石が磁場の方向に向くのを、分子磁石間の相互作用が妨げ、また、熱擾乱による分子衝突もそれを妨げる。分子磁石の形が長くのびたものであるなら、相互作用の効果は熱擾乱の効果に比べて無視できる。もし、分子の形が球であるなら、分子衝

勝木 渥

突は分子の回転を生じさせない（分子の熱運動で磁性に関与するのはその回転運動の部分であり、並進運動の部分は磁性に関与しない、と本多は考える）から（熱擾乱の効果は小さく）、この場合、分子間相互作用が分子磁石の転向を妨げなければ分子磁石は場の方向を向く、相互作用があれば分子磁石の方向は外場と相互作用とのかねあいによって決まる、これが強磁性の場合に相当するのだ、と述べている。また、もし相互作用がなかったとしたら、分子磁石の形が一寸でも球から外れれば強磁性体は常磁性になるだろうが、実際には相互作用があるためにそうはならない。分子磁石の転向に対する分子間相互作用による抵抗力のモーメントが分子衝突によるそれより大きいかぎりには、分子衝突は分子磁石の配向にほとんど影響を与えず、強磁性体は強磁性のままである。強磁性体が常磁性になるためには、球形分子の一定量の変形が必要だ、とも述べている。

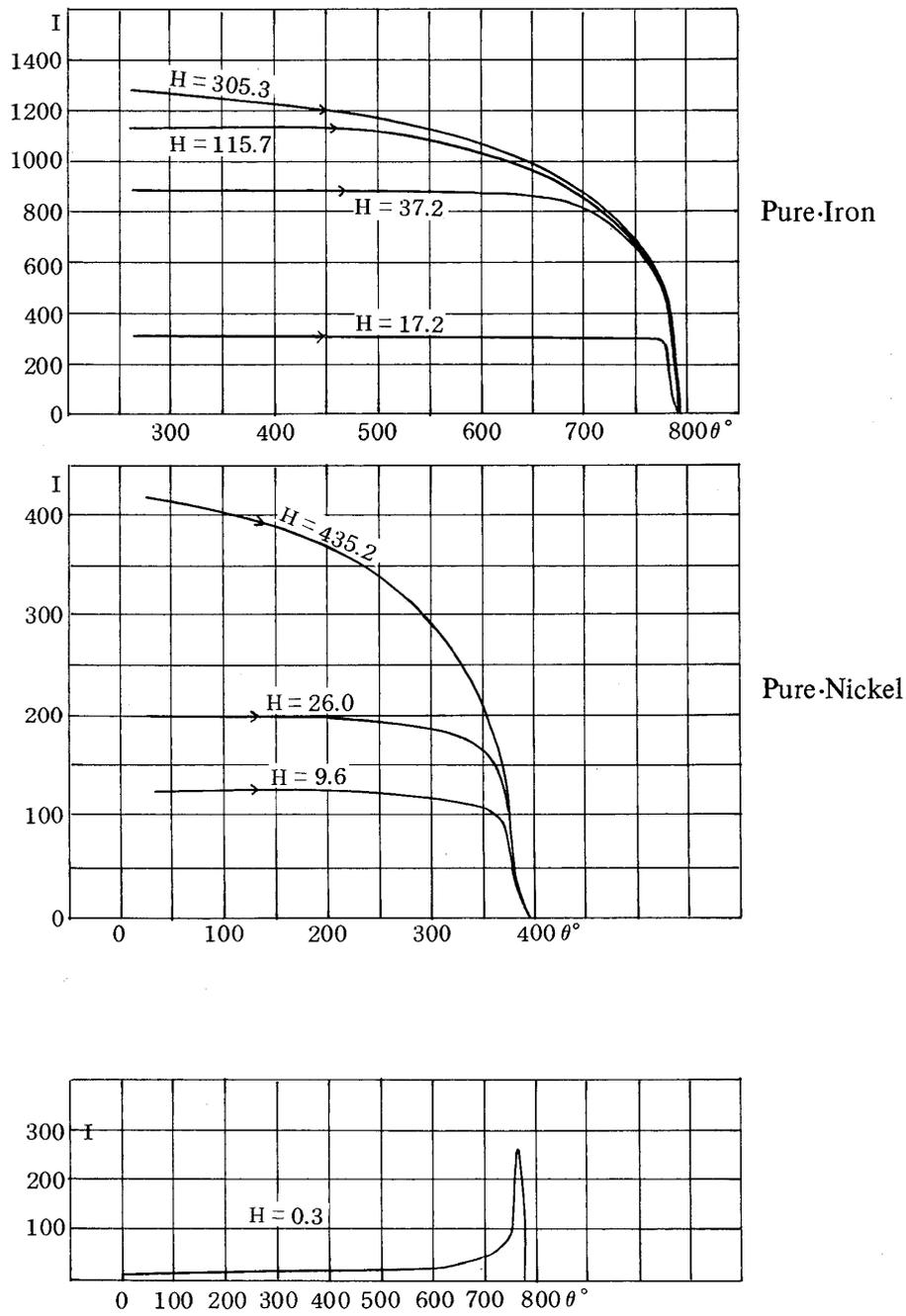
この節の最後の10行ほどで、本多は自分の考えを次のように要約する。

強磁性体の分子はほぼ球形で、それゆえ、熱擾乱の効果が相互作用に比べて小さい。常磁性体では、分子は長く伸びた形をしていて、相互作用の効果が熱擾乱に比べて一般に無視できるほど小さい。高温での強磁性から常磁性への変態は、球形分子の温度上昇とともに伸長の結果である。この変態の間に吸収あるいは放出される熱は、変形のエネルギーおよび新しい自由度に分与された熱である。

この本多の考えは、磁歪の研究者として出発した本多の面目躍如たるものがある。¹²⁸⁾ Weiss が分子磁石ないし原子磁石から磁気モーメントの担い手ということ以外の一切の物理的実体を捨象してその理論をつくった（そして、そのことによって成功した）のと、これは見事な対照をなしている。

上に述べたことから分るように、本多にあっては、物質の磁气的現象（常磁性と強磁性の現象）は、熱擾乱と相互作用と外部磁場とのからみあいによってきまってくる。ここで相互作用はきわめて微妙な（というよりもっと卒直に言えば奇妙な）両刃の剣のようなはたらきをしている。あるときは、熱擾乱とともに磁場方向への分子磁石の配向を妨げ、ある時には熱擾乱に抗して（というより、熱擾乱を抑圧して）強磁性を熱擾乱から守る。また、ある時は、分子磁石に対する相互作用の束縛を熱擾乱が断ち切り、そのことによって熱擾乱がかえって磁化を増大せしめる。

おそらく本多は、第5図に示すような実験事実を思い浮かべていたにちがいない。¹²⁹⁾ 一番上の図を見てみよう。純鉄では、internal magnetizing field（外場マイナス250°C



第5図 鉄およびニッケルの磁化—温度曲線 (文献62, 182 頁より)

各曲線につけた H の数値は internal magnetising field で外場から 250°C での消磁力を差し引いたものである。

勝木 渥

での消磁力)が17.2 Gauss のとき、磁化 I は Curie 点直下の 770°C くらいまでほとんど温度によらない。つまり $\theta < 770^{\circ}\text{C}$ ではかけた磁場と相互作用とで磁化はきまっている。熱擾乱の効果は Curie 点直下ではじめて顕著となる。 H が 37.2 Gauss では、磁化は 17.2 Gauss の時よりも大きくて、 650°C くらいまで一定である。つまり $\theta < 650^{\circ}\text{C}$ では磁化は磁場と相互作用とでできる。熱擾乱の効果は (17.2 Gauss のときより磁化が大きいので、その場合よりも低い温度の) 650°C くらいから徐々にあらわれてくる。 H をもっと大きく 115.7 Gauss にすれば磁化はもっと大きくなり、熱擾乱の効果は 500°C くらいから見えはじめる。さらに H をまして 305.3 Gauss とすれば、磁化はさらに増し、すでに 250°C で熱擾乱の効果があられる。これを要約すれば、相互作用が分子磁石の磁場方向への配向を妨げ、熱擾乱もまたそれを妨げるが、熱擾乱の効果が目につきはじめる温度は、 H が大きくて磁化が大きいほど、低い。ところが、最下図、 H が 0.3 Gauss の場合を見てみよう。ここでは H が小さいため、相互作用に抗しての磁場方向への分子磁石の配向はきわめて微弱で、低温での磁化はきわめて小さい。温度上昇にともなう熱擾乱の効果は、はじめかえって磁化を増大させ、Curie 温度直下で磁化に鋭いピークを生ぜしめる。あたかも、熱擾乱が分子磁石に対する相互作用の束縛を断ちきったかの如くである。これとの対比で再び上図の $H = 17.2$ Gauss の $I - \theta$ 曲線をみれば、相互作用が熱擾乱を抑圧しているかの如くである。この図は「鉄の A_2 変態の本性について」の論文にのっているものであるが、本多はそこでは、磁化への温度の二重の効果について言及している。¹³⁰⁾ ひとつは磁化を減少させるようなふつうの効果、もうひとつは、あたかも磁石を叩いて磁化さしてやる¹³¹⁾ ときの機械的衝撃のような役割を果して、磁化を増大させる効果、後者は磁場の弱いときに顕著である、と。ここに示したような、 H が弱いときと強いときとで全くちがうような $I - \theta$ 曲線の実験的ふるまいが、磁場と相互作用と温度との微妙なからみ合いの観念へと本多を導いたのである。本多のこのアイデアは、今のわれわれの常識からすれば、たしかに極めて奇妙なものであるけれども、しかし、第5図に示した実験事実を目の前に眺めると、たしかにうまいこと考えたなあ、私は感嘆の念を禁じえないのである。

本多の考え方を奇妙だと感じる、その奇妙さの最たるものは、熱擾乱についての考え方であろう。われわれにとって熱擾乱とは Boltzmann 因子 $e^{-E/kT}$ の kT が大きくなることによって系が基底状態以外の状態を占める確率が増すことであつた。指数の分母 kT

本多の磁気理論と、わが国における Weiss 理論の受容の過程 III は温度以外のものではありえない。というより、むしろ、 Boltzmann 因子こそが温度を定義するものに他ならない。ところが本多にとって（本多だけではない、 Langevin にとってさえ¹³²⁾） Boltzmann 因子の e の肩の分母は、何か抽象的な、当該系の温度一般というよりは、もっと具体的なもの、たとえば分子の回転運動のエネルギー（自由度が 2 のときの）であり、それを温度であらわしたものであった。だから、何らかの理由で、磁性に關与する回転振動のエネルギーが自由な連続回転のエネルギー $\frac{1}{2}kT$ に比べて小さければ、 Boltzmann 因子の指数の分母を小さな分数 s を用いて $s k T$ とあらわし、 s を原子の形に關係する定数とおく¹³³⁾ことは、本多にとっては不自然ではなかったのである。本多にとってある温度 T において熱擾乱の効果として Boltzmann 因子にあらわれるものは、必ずしも kT ではなく、磁性に關与する分子のある運動のエネルギー — それは kT よりもずっと小さいことがありうる — なのである。¹³⁴⁾

さて、本多は次の節（第 4 節，約 4 頁）で、 Langevin 理論を 2 つの仮定を導入することによって修正した本多自身の常磁性理論を展開する。それは Langevin の議論の展開（文献 48，訳本 133 - 135 頁）を下敷きにしてなされているが、本多は仮定(1)に対応して、 Langevin 理論における分子磁石の磁気モーメント M を温度の関数として $M = M_0 f(T)$ ，ここで M_0 は絶対 0 度での分子磁石の磁気モーメント，とおき、 Langevin の得た

$$I = NML(a), \quad a = \frac{MH}{kT}$$

の代りに

$$I = NM_0 f(T) L(a), \quad a = \frac{M_0 f(T) H}{kT}$$

なる關係を導き出し、さらに仮定(2)に対応して、 Boltzmann 因子における e の肩の分母を kT ではなく $kT + \varphi(T)$ とおく。相互作用の効果をこのようにおくことについて本多は、 kT は分子の運動エネルギーで外場方向への分子の転向に対する抵抗の目安である、分子間相互作用も、運動エネルギーと同じく、分子の磁場方向への転向を妨げるように働くから、相互作用の効果を考えることと運動エネルギーを φ だけ増しておくことは同等である、と説明している。¹³⁷⁾ 相互作用をこのような形で取り入れることによって、上式の代りに

勝木 渥

$$I = NM_0 f(T) L(a'), \quad a' = \frac{M_0 f(T) H}{kT + \varphi}$$

なる関係式を得、 $L(a')$ を a' について展開して最低次のみを残して

$$I = \frac{NM_0^2 \{f(T)\}^2}{3(kT + \varphi)} H$$

を得る。これから磁化率が

$$\chi = \frac{NM_0^2 \{f(T)\}^2}{3(kT + \varphi)}$$

と求まる。 $f(T)$ と $\varphi(T)$ が温度によらず一定ならば、一定値 Δ をもった

$$\chi(T + \Delta) = \text{const.}$$

なる関係がえられる。この関係式は Kamerlingh-Onnes と Perrier が見出したもので、本多はこれを Onnes-Perrier 則と呼ぶこともある。¹⁴³⁾ $\Delta = 0$ の場合が Curie 則に相当する。広い温度範囲にわたっては、Onnes-Perrier 則ないし Curie 則は近似的にしか成立っていないから、実験事実をもっと正しくあらわすためには $f(T)$ 、 $\varphi(T)$ を温度の関数としてやらなければならない。そして、 $f(T)$ と $\varphi(T)$ に対する関数形を適当にえらべば、 χ と T との間の複雑な関係が、みんなたやすく表わされてしまうというわけだ、温度と共に上昇する Rh の χ も、Os や W のようにほとんど一定値の χ も。この節の最後の半頁余りで、本多は分子の磁気モーメントとその分子を構成する原子の磁気モーメントとその分子を構成する原子の磁気モーメントとの関係を論じている。前者が一般に後者の算術和になっていないのは、構成原子の磁軸が一般には互いに平行でないためだ、2つの常磁性元素が化合して反磁性化合物（分子の磁気モーメントが0ないし甚だ小）をついたり、2つの反磁性元素が化合して常磁性化合物を作ったりすることも、分子内原子の配置の様子がえと考えれば説明できる（反磁性元素では分子の磁気モーメントは0ないし甚だ小だが、分子を構成する原子の磁気モーメントが0であるとは限らない。だから反磁性元素同士が化合して常磁性化合物となることが可能な場合もある）、と言っている。物質の状態の変化や多形変態のさいに磁化率の不連続的变化をとまなうのは、これらの変態にとまなう分子内原子の配置の変化のためだと述べて、この節をおわっている。分子内原子配置がある温度で突然変化すれば $f(T)$ や $\varphi(T)$ も不連続的に変化し、 χ の

不連続的变化として観測されるというわけである。本多はあらわには述べていないが、Langevin の理論ではこういう変態が起るような場合はとり扱えない、ところが本多の理論ではそういう場合をも一つの枠組の中でとりあつかえるぞ、と言いたいのであろう。このような変態の場合も含め、温度変化にともなう分子の形 — したがって分子内原子配置に変化があれば、分子の磁化モーメントや相互作用が変化する、つまり $f(T)$ や $\varphi(T)$ が変化する。本多理論の骨子である分子の変形の効果をこの $f(T)$ や $\varphi(T)$ があらわすのだ。だが、本多は $f(T)$ や $\varphi(T)$ の形を具体的に与えることはしていない。Rh や Os や W に対して、 $f(T)$ や $\varphi(T)$ が具体的にどういう形であれば χ の実験を再現できるのかを示していないし、従ってそういう $f(T)$ や $\varphi(T)$ の形をそれらの元素の原子的構造から導き出すということもしていない。状態変化や多形変態にともなうみられる χ の不連続変化が $f(T)$ や $\varphi(T)$ のどのような不連続変化に対応し、後者のそれが分子内原子配置のどのような変化に対応するのかを示すこともしていない。それぞれの場合に、それぞれ適当な $f(T)$ と $\varphi(T)$ をとることによって、すべてのものが説明できる — そのようにのみ主張することによって、本多は何ものをも説明しないまま、そして自分が何も説明していない、現象の千差万別性を $f(T)$ と $\varphi(T)$ の千差万別性におきかえようとしているにすぎない、という事に気付かぬまま、すべてのものを説明しえたという気負いを抱いてここを通りすぎ、次節の強磁性体の理論へとすすむのである。

(未完)

註ならびに文献

- 97) この一文は『物性研究』31 No.1 (1978年10月)所載の第I部, 31 No.5 (1979年2月)所載の第II部の続きである。
- 98) 第I部6頁16-20行: 第II部 註82。
- 99) 文献48, 訳本137頁。
- 100) K. Honda "A Theory of Magnetism" Sci. Rep. Tōhoku Imp. Univ. 3 171-188 (1914).
- 101) われわれは ferromagnetism の ferro が鉄を意味することをほとんど意識して

勝木 渥

いない。¹⁰²⁾ Ferromagnetism が必ずしも鉄に固有の現象でないことを思えば、「強磁性」なる訳語は原語以上に適切であり名訳であるといえるが(一体、誰による訳語なのだろう), ferromagnetism の母斑をかき消してしまっている点で趣きに欠けるきらいがなくもない。本多にとって強磁性は、何よりもまず ferromagnetism 文字通り「鉄の」磁性であった。¹⁰⁴⁾

102) ついでながら、強誘電性 — ferroelectricity という言葉を作ったのは日本人ではあるまいか。強磁性に対応する強誘電性、「強」すなわち ferro. Ferro から鉄のイメージを全く捨てさり「強」を意味する前綴として用いるなどは、おそらく日本人でなくては出来ない芸当である。もし欧米人が強誘電性にあたる用語をつくる破目になったのだとしたら、ferroelectricity などという言葉はつかわなかったのではあるまいか。Ferro には鉄のイメージがともない、ferroelectricity は強誘電性よりはむしろ鉄の電氣的性質を連想させ、強誘電性をあらわす用語としては欧米人にとってかなり抵抗を覚えるものではなかったろうか。多分、欧米人には創り出せない用語であろう。私には、強誘電性をあらわす用語として ferroelectricity という言葉は適切かつ傑作であるように思われる。Ferro につきまとう鉄のイメージから自由でありえたことが、命名者(私が日本人であろうと推察する)にこの言葉を抵抗なくえらばせたのであろう。¹⁰³⁾

103) とはいうものの、私は ferroelectricity という言葉を日本人が創ったと確かめた上でこう言っているわけではない。敗戦前の日本で強誘電体の先駆的な研究がなされていたそうだというおぼろげな知識と、ferroelectricity が鉄とは全然無縁なのにこう呼ばれているということとから、このように推論してみたのである。

104) 本多だけではおそらくない。Curie の論文(文献 88)にも Weiss の論文(文献 92)にも、鉄の研究者として金属学者の名前が多数出てくる。

105) Poisson の磁気の理論については、矢島祐利の『電磁気学史』(岩波全書, 1950) 119-120頁に簡単な説明がある。矢島によれば「とにかく、磁気の問題はポアソンの研究によって数学的な形にすることが出来たのである。」矢島は Poisson が磁気感応(= 磁気誘導)の理論を試みたことにも触れ、その概要については矢島の『電磁理論の発展史』(河出書房, 1947)を見よとあるが、私はまだ見ていない。なお、矢島によれば Poisson の磁気の理論は 1820 年、磁気感

応の理論は 1824 年に提出された。矢島によれば Ampère の分子電流説の提出は 1823 年であるから、Poisson の磁気の理論の方が Ampère の分子電流説よりも早い。矢島によれば、「ポアソンの磁気の理論は……2種の磁液の仮説の上にしたつもの」「すなわち磁性体は同量の正負の磁液をもっている小なる粒子または要素から成るものであり」磁液は要素の中は自由に動けるが、要素間の隙間は磁液を通さない。「磁化されない状態では正負の磁液は合体して中性の液となる。物体が磁化されるということは、正の磁液が或る方向へ、負の磁液がそれと反対の方向へ移動することと見る。」本多が「Poisson の個々の分子の磁気誘導の理論 (Poisson's theory of magnetic induction in the individual molecules)」と呼んだのは、この理論のことである。そのことは本多が『磁気と物質』(裳華房, 1917) 256 頁に「強磁性体に関する学説は、ポアソンの創まる。氏は、強磁性体の分子内には、恰も電気の場合に於けるが如く、正負の磁氣的流体ありて、是等の離合によりて磁気の現象を生ずるものと為せり。ウェーバーは、之に反して、……」と書いていることから分る。

- 106) Weber, Maxwell, Ewing の磁気の理論について、矢島は前註の『電磁気学史』第 11 章「19 世紀後半の磁気の問題」の大部分をさいて詳述している(149-156 頁)。矢島によれば、Weber は Ampère の分子電流説¹⁰⁷⁾(1823) を基礎におき、Faraday の研究の結果(1845)を考慮に入れて、磁気の数学的理論を立てた(1852)¹⁰⁸⁾。
- 107) 本多は Ampère の分子電流説にふれていないが、矢島は、Ampère は分子電流の考えから導かれる諸結果が Poisson の磁気の理論と一致するばかりでなく、Biot や Arago の発見した電流と磁石の相互作用も容易に導かれることを示した、と述べている。(『電磁気学史』120-121 頁)。
- 108) Weber の理論を解説して矢島は「ウェーバーは磁性体の分子は小さな永久磁石から成り、それらは初めあらゆる方向に散らばっているとの仮定から出発する。外部から磁場が働けば分子磁石はその方向へ向こうとするであろう。もし分子磁石が全く自由に回転し得るならば悉く磁場の方を向き磁化が飽和に達するであろう。しかし、事實はそうでないことをウェーバーは知っていた。それは分子磁石が回転しようとするのに対して抵抗があるものとする。分子磁石に外部磁場が

勝木 渥

働き、その中心の周りに回転を起すものとする。この回転に対する抵抗力は分子磁場をもって現わし得る(下線は勝木による)ものと仮定する。¹⁰⁹⁾ その方向は分子磁石が最初平衡しているときのその軸方向に一致し、大きさは物体の中でどこでも一定とする。」(『電磁気学史』149頁)とのべ、このあと、外部磁場と分子磁場の作用のもとの分子磁石の平衡等を議論し、この理論で磁化の飽和現象が説明できることに言及したのちに「しかし、この理論では残留磁気がまだ説明されず、¹¹⁰⁾ また……最初の磁化が磁場に直線的に比例するというのも完全に事実には合うものではなかった。それにも拘わらずウェーバーの根本の考えは重要なものであって、後の磁気の理論の根本となったものである。」(『電磁気学史』151頁)とのべている。

- 109) このことから分るように、分子磁石の磁場方向への配向が“分子磁場に抗して”なされるものであるという考えは、Weberによって最初に表明されたのであった、もっとも、すぐあとに書かれていることから分るように Weber の「分子磁場」は異方性に相当するものであったけれども。
- 110) 矢島によれば、Weber 理論の残留磁気が説明できないという短所をとりのぞくために、Maxwell は新しい仮定を導入した(1873)。すなわち「外部磁場のために分子磁石の軸が起すふれの角が或る値 β_0 より小さいときは外部磁場の作用が止めば磁石の軸は元の位置へ戻るが、ふれ β が β_0 より大きければ磁場の作用が止んでも磁石は元へ戻らずなお $\beta - \beta_0$ だけのふれが残るというのである。」「マックスウェルはこの仮定を導入し他の部分はウェーバーの理論のままとして、残留磁気を説明し得る磁化曲線を求めた。これによって磁気履歴現象は大体説明されるが、……細かい点は十分に説明されなかった。また β_0 という限界のふれがあるということに対してもその物理的意味づけが十分でなかった。¹¹¹⁾」(『電磁気学史』152頁)
- 111) Maxwell につづく Ewing の理論(1892)について、矢島は「ユーイングは拘束磁場及び一定位置についての任意的な仮定を捨て、分子磁石の相互作用から物体の磁氣的性質を導こうとした。」(『電磁気学史』153頁)と特徴づけつつ、磁化曲線(履歴曲線)および残留磁気についての Ewing の理論を詳しく紹介している(153-156頁)。

- 112) 本多のこの概観も、矢島の『電磁気学史』における磁気理論の概観も、P. Curie の 1895 年の「物体の磁氣的性質」の研究¹¹³⁾ (文献 88)には言及していない。¹⁴⁴⁾ P. Curie のこの物質の磁性の研究は、磁性体の研究が電磁気学の一分野であることから独立して、物性物理学の一分野として歩み始める(というより、新しい分野としての物性物理学の分野を切り拓く)その分岐点をなすものでも位置づけることができようか。電磁気学の枠内での磁気学説にはおさまりきれないし、研究が 1895 年に発表されていることもあって、20 世紀に入ってから磁気学説 (Langevin, Weiss 等)の枠にも入れにくい。そのようなことで、本多も矢島も磁気学説史的概観をおこなうにあたって、Curie への言及をしそこなったのであろうか。しかし、よく考えてみると、われわれもまだどれほどよく Curie の磁気研究の仕事を知っているであろうか。なるほど、Curie-Langevin-Weiss と並べることによって、また、Curie 則、Curie 温度、Curie 定数等の名称を通して、たしかに Curie の名には親しんでいる。だが、Curie の名を知っているようには Curie の仕事を知らない。われわれの知っている Curie 則は、Curie の仕事に即しての Curie 則ではなく、Langevin 理論の帰結としての Curie 則であるというのが大方の実情ではあるまいか。
- 113) M. Curie の“Pierre Curie” (1924) の訳本 (渡辺慧訳『ピエル・キュリー伝』白水社、1959)の 57 頁には、「1891 年ごろに、ピエル・キュリーは……物体の磁氣的性質についての一連の継続研究を開始し……、数年間の研究結果をまとめた論文はパリ大学の理学部に博士論文として 1895 年に提出された」と書かれており、また 58 頁から 59 頁にかけて「……この研究結果は理論的見地からみて、基本的な重要性をもっており……P. ランジュヴァンの仕事、ならびに P. ヴェースの重要な研究はともにピエル・キュリーの結論の仕方と結論そのものの正しさを明らかにし」と述べられている。
- 114) 本多光太郎 『磁気と物質』(裳華房、1917) 255-260 頁。
- 115) Maxwell の理論については、註 110 の矢島による解説を見よ。
- 116) とはいうものの、Ewing はこの相互作用をわれわれのよく知っている双極子-双極子相互作用の表式

$$\frac{\boldsymbol{\mu} \cdot \boldsymbol{\mu}'}{r^3} - \frac{3(\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{r})(\boldsymbol{\mu}' \cdot \mathbf{r})}{r^5}$$

を用いて、これを極小にするような配置を考えているわけではないらしい。矢島の解説(註 111)を読んで私が推測したところによれば、Ewingの分子磁石は、磁極の磁荷無限大・磁極間の距離無限小の磁気双極子ではなくて、ある大きさを持った小磁石であり、その小磁石の大きさ(磁極間の距離)は格子定数より小さくはあるが、それと同程度である。2個の分子磁石があるとき、その磁軸は両者の中心を結ぶ線上にあり、両者の磁気モーメントはその直線上にあって同じ向きを向く。これと角 θ をなす方向に磁場 H をかけたとき、2個の分子磁石がともに、もとの方向から角 ϕ だけふれて釣合ったとする。この釣合いの条件を、Ewingは、外場 H が分子磁石に及ぼす偶力と、異った分子磁石に属する最近接の二磁極(これは互いに異符号である)間の引力の分子磁石の中心のまわりのモーメントとの釣合いから求めている。それより遠い同極間にはたらく斥力、さらにもっと遠い異極間にはたらく引力を、矢島の解説で読むかぎり、Ewingは釣合いの条件を求めるさいに無視している。このあたりが、本多によって「氏の学説の数量的ならざるは一欠点と謂はざるべからず」と評される所以であろうか。Ewingは、外場がない時の磁軸の方向が分子磁石間の相互作用できまるとしたから、それをちゃんと考えるために、分子磁石をきちんと格子点上に並べる必要があった。(Weberは分子磁石間相互作用を実効磁場 h でおきかえたので、そのもとでの1個の分子磁石のふるまいをしらべ、それを統計的に足し合わせればよかった。だから、格子点上のきまった場所に分子磁石をおく必要はなかった。分子磁石の位置を任意にとることができた。)このように分子磁石を配置して磁軸の方向(つまり磁化容易軸の方向)を決めてやると、たとえば平面正方格子においては、その磁軸方向、および、それと 90° および 180° の角をなす方向が、同等に磁化容易軸方向となり、 $\theta < 45^\circ$ のときは、磁化の不連続的な変化を起さないが、 $45^\circ < \theta < 135^\circ$ のときは 90° 方向に、 $\theta > 135^\circ$ のときは 180° 方向に磁化の不連続的な変化を生じて、これが履歴現象を生ぜしめるのであった。

- 117) ここで、コバルトが等軸晶系に属すると書かれていることに注意すべきである。(本多のこの本は1917年に発行されている。)Coの臨界温度(Curie温度)

が約 1100°C であることは以前から知られていた。それとは別に、Co が 400°C 近傍で変態することは 1924 年に増本によって発見された。¹¹⁸⁾ 増本は、この変態が加熱時には 477°C、冷却時には 403°C で起ることを、電気伝導、熱膨脹、変態点での発熱、および磁化の測定によって確かめ、X 線解析によって、Co の結晶構造がこの変態点以下で hcp、変態点以上で fcc であることを結論した。¹¹⁹⁾

- 118) H. Masumoto “On a New Transformation of Cobalt and the Equilibrium Diagrams of Nickel-Cobalt and Iron-Cobalt” Sci. Rep. Tōhoku Imp. Univ. 15 449–477 (1926)。この論文の発表は 1926 年であるが、この論文中で増本は、1924 年に Co の新変態を発見したと書いており、また、この論文が、1925 年 4 月 13 日に東京でおこなわれた金研の年例講演会 (annual lecture) で読まれたと脚注をつけている。¹⁴⁵⁾
- 119) Co (を含む 13 種類の金属) の常温での X 線による研究は、1921 年に Hull によっておこなわれた。Hull は粉末法により、Co の粉末がある場合には hcp、別の場合には fcc の構造をもつことをみつけた。
(Phys. Rev. 17 571 (1921))
- 120) ここの議論は一寸おかしい。分子間相互作用を磁気双極子間のそれとみるなら、第 4 図の縦の線の磁化の向きを一本おきに逆にした方がエネルギーは低くなるはずだ。
- 121) 原文は The *spontaneous* magnetization and the temperature; 本多は *spontaneous* をイタリックで書いているが、今なら引用符をつける — いわゆる括弧つきにするとところであろう。
- 122) 1914 年のこの論文では Gans 理論に対しておとなしくこう述べているが、1917 年の『磁気と物質』では「(ガンスは) 分子が一様な荷電を有し、その軸の周りに速かに回転するものと考へ、ウェーバーの理論に多少の改良を施し、尚ほランヂュバンの常磁性体論をも附加して、強磁性体の学説を建設せるも、其の結果は実際と異なること大なり。」(261 頁) と断言している。1914 年には、測定結果と定性的に一致する表式を得た、と書いたのに、3 年後の 1917 年には「実際と異なること大なり」と書いたのである。これは 1914 年から 17 年までの 3 年間、このように断定できるだけの実験的蓄積と、それに基いた自信を得て

いたためと考えるべきであろう。日本語の本か英語の論文かで、表現に棘があったり抜かれたりしているのではない。事実、本多は Weiss 理論に対しても、1914年のこの論文の段階では、ある種の留保ないし大人しい批判しかしていないが、本多自身による実験的研究の蓄積の上に Weiss 理論は実際と合わぬと確信するに到るや、猛然たる批判を展開するのである、日本語で書いた本や論文においても、英語で書いた本や論文においても。

123) 本多光太郎 『磁気と物質』(裳華房, 1917) 225頁。

124) K. Honda “On the Origin of the Magnetism based on the Structure of Atoms”, Sci. Rep. Tōhoku Imp. Univ. 17 997–1009 (1928); “Über den Ursprung des auf der Atomstruktur beruhenden Magnetismus” Z. Phys. 47 691–701 (1928).

両者は同じ内容のものであるが、後者の受理の日付は1928年1月31日、雑誌の発行は3月16日である。これが、この小論のIの4頁で、本多の磁気理論の、強磁性の本性に関するものの後期のもの、と私が述べたものである。

125) Rutherfordの原子モデルの提出は1911年であるから、1905年の Langevin 理論は大きな質量を有する原子核の作用を考えたもの(本多は1917年にこう書いた)ではない。また「回轉儀的作用」は磁気モーメントが力学的角運動量を伴うかぎり避けられないものであって、重い原子核を考えれば省略できるというものでもない。この後者の点に対する反省が、のちの核内電子磁性起源説へと本多を導くのである。

126) 文献123, 229頁。

127) 石原寅次郎の磁性化合物の研究 (T. Ishiura “On the Thermomagnetic Properties of Various Compounds at Low Temperatures” Sci. Rep. Tōhoku Imp. Univ. 3 303–319 (1914)) は、まさに本多のこの問題意識にもとづいておこなわれた。そのことは、この石原の論文の序論から分る。この研究は室温以下の低温におけるものであったから、その温度範囲を高温にまでひろげ、また、ずっと多くの化合物を研究対象としてとりあげたのが、1915年の本多と石原の仕事(文献85)であった。これらの仕事によって本多は、Weiss 磁子説が成立たぬことを実験的に検証したのである。

128) 分子の形と磁性とを関連させることは、Curie や Langevin も考えていた。

Langevin は「……常磁性があらわれるのはただ分子が合成磁気モーメントの存在と両立する対称性をもつ場合で、これは Curie 氏の着想によると、回転する円柱の対称性をもつ場合である。この対称性よりも多くの対称性をもつ分子は純粋に反磁性的であり、これとは逆に、その対称群が回転する円柱の対称群の部分群であるような分子は常磁性的でありうる。このようにして 2 種の分子の間の深い差異が説明され……」と述べている。(文献 48, 訳本 104 頁) なお、Curie の着想が何か論文の中に書かれているのか Langevin との私的コミュニケーションによるのか、さだかでない。Curie の着想の書かれた論文を、まだ私は見つけていない。

- 129) この図は、1915 年の「鉄の A_2 変態の本性について」の論文(文献 62)の 182 頁にのっているものであるが、上 2 つの本多によるものは 1913 年の論文(文献 70c)でなされたものである。下の Hopkinson の鉄の実験のものと論文は私はまだ探しあてていない。
- 130) 文献 62, 183 頁。
- 131) 中学生向けの、やや高級な物理の参考書として書いた本多の著書『物理学詳解講義』(内田老鶴圃, 初版 1906 (明治 39), 第 38 版 1918) の 598 頁で、本多は「鋼鉄の棒を南北に向けて、烈しく打てば、磁石となるは何故なるか。」と設問し、解として「鉄棒を南北に置くは、地球磁力の方向に向けるのであるから、鉄棒は地球磁気的作用を受けて多少磁気を帯びる、然るに烈しく棒を打てば分子磁石の回転を容易にし、分子磁石の磁力の方向に向くを助ける、故に単に南北に向ける場合よりも、著しく強く磁気を帯びる。」と答えている。
- 132) Langevin にとってもそうであったことは、Langevin がその「磁性と電子論」の論文(文献 48)の中で、Boltzmann 因子中の指数の分母 rT (Langevin は Boltzmann 定数を k ではなく、小文字の r であらわしている)を「並進運動の平均エネルギーの分母の $2/3$ 倍であり、……3 つの自由度のそれぞれに対応する運動エネルギーの 2 倍であるような定数である。……酸素分子は回転自由度に対して 2 つの自由度を持つことは」比熱比の値の示す通りで、「回転全体には rT に等しい平均運動エネルギーが対応する。」と述べて、 rT を温度一般としてではなく分子の回転運動とむすびつけ、「分子の種々の方向への分配は磁氣的位

エネルギー $-MH \cos \alpha$ と熱運動のエネルギー rT との重なりあった影響の下での静的つりあい(統計的つりあいの誤りか — 訳者)によって決定される」(以上訳本133頁)として Curie 則を導き出したのちに「いかなる場合でもこの理論が成りたつためには回転のエネルギーが絶対温度に比例していれば十分である。係数 r だけは修正しなければならない。」(訳本136頁)と付言していることから明らかである。

- 133) 本多光太郎「磁性体に関する学説」(岩波講座『物理学及び化学』, 1931) 18頁の記述を参照した。
- 134) 河宮信郎は, 本多・大久保の磁気理論を論じた論文の中で,¹³⁵⁾「簡単な古典的計算で, 磁気双極子相互作用が, 熱的擾乱に打ちかつことは不可能であることがわかるのである。しかし, 彼は, 自分の「仮定」が極めて「自然」なものだと考えているから, そのようなエネルギー的評価の必要性を感じない。」と述べているが, むしろ熱擾乱に対する理解が河宮(=われわれ)と本多ではちがうのである。河宮がいわば統計力学の“Gibbs 的段階”に立って考えている(Boltzmann 因子の e の肩の分母は kT 以外ではありえない)のに, 本多はいわば統計力学の“Boltzmann 的段階”における理解(e の肩の分母は, 問題にしている系の何かある適当なもののエネルギーである。—それが kT であるのは, そのエネルギーがたまたま温度の関数として kT であったがためである。しかし, 必ずしも, つねに kT であるとは限らないのだ。)にもとづいて, 論をすすめているのである。¹³⁶⁾
- 135) 河宮信郎「本多光太郎の磁気理論 — 「本多・大久保理論」の成立まで — 」『物理学史研究』7 28-49(1971)の41-42頁。
- 136) 統計力学の“Gibbs 的段階”, “Boltzmann 的段階”という用語が適切かどうか, よく考えた上で使ったわけではない。Boltzmann 因子にあらわれる kT を本来的に温度と考えるか, 系の状態を特徴づける何かある運動のエネルギーを温度を用いてあらわしたものと考えるかのちがいを, こういう用語であらわしてみた。
- 137) Langevin 理論の修正をこのような考え方で, 即ち, Boltzmann 因子における分母 kT を何か適当な別の形のものでおきかえることによって, やって行こうとした例は他にもある。たとえば Oosterhuis¹³⁸⁾ は kT の代りに振動数 ν の分子の回転エネルギー

$$U = \frac{1}{2} h\nu + \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}$$

をとることにし、 U の高温展開の式

$$U = kT + \frac{1}{12} \frac{h^2 \nu^2}{kT}$$

に、Einstein と Stern¹³⁹⁾ による、 U と ν^2 とを結びつける式 $\nu^2 = 2\nu_0 U/h$ (ここで ν_0 は分子の慣性モーメントを I とするとき $\nu_0 = h/4\pi^2 I$ で与えられ、 $\frac{1}{2} h\nu_0$ が零点エネルギーである) を用いて

$$U = kT / (1 - \frac{h\nu_0}{6kT}) = kT (1 + \frac{h\nu_0}{6kT}) = k(T + \Delta)$$

$$\text{ただし } \Delta = h\nu_0 / 6k,$$

を導いた。Boltzmann 因子の e の肩の分母に χ が逆比例するのだから kT の代りにこの U をとれば

$$\chi(T + \Delta) = \text{const.}$$

なる関係が得られることになる。Oosterhuis は、多くの常磁性体の磁化率が Curie 則よりはむしろ上の関係式に従っていることの中に、回転運動に対する零点エネルギーの仮定への実験的支持を見出したのである。本多は、Oosterhuis のこの説を「……されど RT を回転運動のエネルギーと看做す如きは、磁気の問題に於ては、適当の見解とは言い難し。何となれば、軸の周りの等速回転運動は、帯磁に影響を及ぼすこと甚だ小なればなり。尚ほ氏の理論に於ては、分子間の相互作用を考察に加へざるが故に、其の推論を直ちに固体及び液体に於ける実験の結果と比較するを得ず。」(文献123, 232頁, 1917年)と批判しつつも、「低温の分子にはエネルギーの等分則が成立しないことが解り、従て之には量子的分布を考えねばならなくなった。……オースターフイスはこの考によってランヂェヴァンの式を修正せる最初の人で、……簡単な仮定を土台とし、実験値によく一致する結果を得たオースターフイスの学説は、量子論を代表せるものと見て宜しい。」(文献133, 20-21頁, 1931年)と評価している。本多は1931年の段階でも、量子論的な磁気理論の代表として、Oosterhuisのこれをあげているのである。文献133の序文で本多は「分子磁石の磁場に於ける量子化の原則は現

勝木 渥

今磁気学説に於て盛に賞用されてゐるが、著者の之を用ゐないのは此原則が電子力学より生ずる結果と矛盾するからである。」と宣言している。本多にとって容認できる量子論的磁気理論は Oosterhuis の説ぐらいしかなかったのであろう。

また、ずっと後年(1939年)になって高木通泰は統計的磁気理論¹⁴⁰⁾を提出するが、そこにおいて分布関数 $ae^{-\lambda E}$ の λ を $1/kT$ とはしないで議論を展開している。¹⁴¹⁾ 高木は論文の末尾で、大久保教授の指導と本多学長・増本教授の励ましとへの謝辞をかいている。e の肩の分母は必ずしも kT だとは限らない、問題にしている現象にふさわしい何物かをとるべきだという考えは、これらの人々の中に長くのこっていたのであろう。

- 138) E. Oosterhuis “Die Abweichungen von Curieschen Gesetz im Zusammenhang mit der Nullpunktsenergie” Phys. Z. **14** 862–867 (1913).

Leiden Comm. Suppl. No. 31 のオランダ語のものを著者が翻訳した、という脚注がついている。Oosterhuis は Leiden 大学の Kamerlingh-Onnes 学派の一員であるらしい。

- 139) A. Einstein, O. Stern “Einige Argumente für die Annahme einer molekularen Agitation beim absoluten Nullpunkt” Ann. der Phys. **40** 551–560 (1913).

- 140) M. Takagi “On a Statistical Domain Theory of Ferromagnetic Crystals” Sci. Rep. Tōhoku Imp. Univ. **28** 20–127 (1939).

- 141) 宮原と久保が語りあったとき、ちよつとこの高木の論文にふれたことがある。¹⁴²⁾

K: 宮原さんの、domain の統計理論というのがあったでしょ?

M: ぼくの? そんなのはぼくにはない。高木通泰さんじゃない?

K: あ、そうだ、そうだ。

M: あれ、へんてこりんなんだなあ。あの頃……。 kT じゃないんですよね。

K: そうそう。悩まされたなあ。

M: まじめに読んだ?

K: いやいや、あまり真面目には読まないけど。

M: ぼくたちは、悪いけど全然まじめに読む気しなかった。

- 142) 1976年7月18日、松本で。「聞書きノート I (宮原・久保)」発言 344–351。

- 143) 例えば、本多・曾禰の Mn 化合物の磁性の論文 (Sci. Rep. Tohoku Imp. Univ. 3 139–152 (1914)) の 151 頁、*Onnes-Perriersche Gesetz* と書いてある。
- 144) しかし本多は、石原との共著の論文 (文献 85) の冒頭で、この Curie の仕事を「いろいろの元素と化合物の高温での磁化率についての 1895 年の Curie の古典的実験は磁性史における 1 基の境界標となっている。それまでの磁性の研究はほとんどが強磁性の元素か合金に限られていて、そのため磁性というのは、物質の一般的構造に関しては大して重要な意味をもたない、ある種の物質の特殊な性質にすぎない、と思われていたのだ」と高く評価している。(これは註 112 に対する註である)
- 145) 工学会と鉄道協会が主催する金研の講演会が、第 1 回 1918 年 10 月、第 2 回 1919 年 10 月、第 3 回 1923 年 2 月、第 4 回 1925 年 4 月に開催されている。増本の講演はこの第 4 回の講演会でなされたものである。毎回の講演会の講演内容は『鉄及び鋼の研究』第 1 巻～第 4 巻 (内田老鶴圃, 1 巻 1919, 2 巻 1920, 3 巻 1924, 4 巻 1926) として刊行された。増本の講演は第 4 巻に「コバルトの新変態点に就て」と題して収録されている (106–167 頁)。(これは註 118 に対する註である)