

## 本多の磁気理論と、わが国における

### Weiss 理論の受容の過程 IV

— 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) <sup>146)</sup>

次の強磁性体の理論の節(第5節, 3頁強)で, 本多は, まず自分の説によれば強磁性体の分子はほぼ球形であり, 分子の相互作用が磁場中におかれた物体の磁気的条件の決定に重要な役割を演ずる, Ewing が示したように, このような分子は誘導磁気の基本的性質を満足に説明するが Ewing モデルに対する完全な数学的理論は出来ていない<sup>166)</sup>と述べたのちに, 本多の理論で説明できる観測事実を列挙する: 強磁性元素と常磁性または反磁性元素とより成る化合物は一般に常磁性だが, それは強磁性分子が他のものと結合して長く伸びて球形でなくなったためだ; 非磁性元素の分子が集って球形の分子をつくる事もある, ホイスラー合金がその例だ, など。ついで強磁性体の磁性の温度変化を考察し, 温度の磁化への効果が両刃の剣であることを指摘する。第1の効果は弱い磁場の中で顕著なのだが, ちょうど磁場中で磁石をこつんこつんと叩くのと同じ効果を示し, 磁化を増大させる。第2の効果は可逆の効果で, 常に磁化を減少させるようにはたらく。強い磁場中ではこの可逆の効果が主であるとして, 本多はここではこの可逆の効果のみを考察する。本多は, 強磁性物質の可逆な熱磁気的性質(本多は, reversible thermomagnetic property という語を用いている。磁化の温度変化が可逆的に起こることか)を分子の変形と関連づけて次のように説明する。低温においては熱衝突の効果は相互作用に比べて非常に小さい。温度が上がってゆくと, 分子は徐々に細長くなり, 熱衝突の効果は次第に効くようになり, 遂には分子の変形の度合のある大きさの所で熱衝突の効果は相互作用に比べて非常に大きくなり, 物質は常磁性になる。変形の最後の段階では, 変形のわずかの増大が分子衝突による回転効果の増大に大きな効果をもたらすことが期待される。こうして, 実際に見られるごとく, 磁化への温度の効果ははじめ低温で小さく, 温度上昇とともに増大し, 臨界温度付近で磁化の減少は次第に急となり, 遂に物質は常磁性となる。本多は強磁性から常磁性への転移の過程をこのように語りつつも, その語りの内容に即してそれを式に表わすことは

---

\* ) KATSUKI Atsushi

勝木渥

していない。ちょっと考えると、本多は分子が球形であることによって熱擾乱の効果が小さくなると考えているのであるから、それは実際の温度より低い実効温度をとる事と同等だとみなして、 $T$ の代りに $T-\theta$ とおいてやれば、本多のこの主張を式であらわしてやったことになるはずだ、という気がしないでもない。しかし、本多はこのようには論を進めていない。本多は Boltzmann 因子の指数の分母  $kT$  を熱擾乱の目安とはみなさず、回転運動のエネルギーとみなしていた。従って、相互作用の効果を考慮に入れるときには、それは effective に回転運動のエネルギーを増すことと同等だという本多の論理にしたがって、 $T$  を  $T+\Delta$  でおきかえることはしたけれども、熱擾乱が小さいことの効果を  $T$  を  $T-\theta$  でおきかえることと同等だとはしなかった。本多にとって回転運動のエネルギーと熱擾乱とは別個のものだからである。また、熱擾乱が effective に小さくなるからとして  $T$  の代りに  $T-\theta$  をとる（これは  $T > \theta$  における Curie-Weiss 則を出すことをひそかなねらいとしている）理論も本多の議論に即して考えると、ちょっとおかしくなる。つまり、分子が球形で熱擾乱の効果が小さくなるのは臨界温度よりずっと低い温度領域においてであり、臨界温度近傍あるいは臨界温度以上の温度では分子が細長く変形しており、したがってこのような温度では熱擾乱を小さくするようなメカニズムは失われているわけである。臨界温度以上での Curie-Weiss 則を導き出すために熱擾乱を小さくする形状の効果（これは臨界温度よりずっと低い温度で効く）をもちこむのは話の筋の一貫性を欠くことになる。

本多は強磁性物質における臨界温度  $\theta$  の存在を所与の前提として認めた上で、強磁性物質における臨界温度  $\theta$  は常磁性気体における絶対零度に対応するとの御託宣を下し、<sup>171)</sup> それに基づく類推によって、常磁性気体で磁場と角  $\alpha$  をなすある方向のまわりの立体角  $d\omega$  内に磁軸が向いた分子磁石の数  $dn$  を与える Langevin の式

$$dn = K d\omega \exp \frac{MH \cos \alpha}{kT}$$

を

$$dn = K d\omega \exp \frac{MH \cos \alpha}{k(T-\theta)}$$

でおきかえて

$$\chi = \frac{M_0^2 \{f(T)\}^2}{3k(T-\theta)}$$

本多の磁気理論と、わが国における Weiss 理論の受容の過程Ⅳを得、<sup>172)</sup> これから  $f(T)$  が一定のとき、Curie-Weiss 則  $\chi(T-\theta) = \text{const.}$  が得られるとしている。Weiss は分子場の存在を前提として自発強磁性の消失温度や Curie-Weiss 則を導き、本多は臨界温度の存在を前提として Curie-Weiss 則を導いたわけである。本多は  $\chi(T-\theta) = \text{const.}$  の関係は、Ni, Co, および Ni-Co 合金では  $\theta$  付近を除いて広い温度範囲にわたってみたされている、マグネタイトでは大まかにみれば満たされている、鉄や鋼では成立たぬ、鉄や鋼の場合、 $\chi(T+\Delta) = \text{const.}$  の関係が  $\gamma$ -状態で成立っている、と指摘している。

分子変形に立脚する本多理論は、磁気変態に潜熱がともなう（「潜熱」という言葉を本多自身が使っているわけではないが）と主張する。そして Weiss と Gans の理論を批判して、それらの理論においては磁気変態を説明するのに何ら内部変化を仮定しておらず、従って、変態が起っている間の比熱の変化しか考察していないが、実際には強磁性から常磁性への変態の際には熱の吸収が、逆の変態の際には熱の放出がある。この吸収・放出は広い温度範囲に亘っており、その熱量の変化は強磁中での磁化の温度変化とほぼ並行している。この熱の吸収・放出は分子の変形の熱と新しい自由度に関連するエネルギーとの結合効果として説明できると主張し、この考察が磁気変態と臨界温度についての本多の持論 — 磁気変態は広い温度範囲に亘って進行する 1 つの相の性質の変化であり、臨界温度はその変態の終る温度だ — に適合すると主張している。この本多の文脈では本多は、Weiss や Gans は比熱の変化だけしか論じていないが、それは内部変化を想定していないからで、磁気変態にともなう熱の吸収・放出が実際にあるのだから Weiss や Gans の理論は不十分で分子変形（と新自由度）にともなう熱を考えるべきだ、と主張しているように見える。しかし、変態が本多のいうように広い温度範囲に亘っているのであれば両状態間の「潜熱」はその温度領域に亘っての（余分の）比熱の積分によって与えられるはずだから、必ずしも Weiss や Gans の理論では変態にともなう熱の出入りを説明できぬということではあるまいと思われる。この点に関する本多の理解は、1年前の 1913 年の論文<sup>173)</sup> で Weiss と Beck の見解<sup>174)</sup> に対して示した理解よりも、今の眼で見れば、後退している。

第 3 章反磁性体の最初の節（第 6 節、約 2 頁）では Langevin のえた反磁性磁化率<sup>175)</sup> が本多流のやり方（公転電子の小回路に外部磁場をかけたときの小回路の磁気モーメントの変化をもとめ、ついで、このような小回路を多数含む等方性物質の単位体積あたりの磁化変化をもとめて、反磁性磁化率を算出する）で導出されている。本多は、この反磁性磁化率の式からは、反磁性磁化率が原子の本性的なものであって、温度によっても、状態の変化によっても、多形変態によっても、いかなる化学結合様式によっても、変化しえないと結論されるが、実際にはそうではなく、反磁性磁化率が温度変化するもの（C, Zr, In, Sn, Sb, Te,<sup>176)</sup> Tl, Pb,

Bi), 融解のさい不連続的に変化するもの (Ag, Sn, Sb, Te,<sup>176)</sup> Ga, Ge, Au, Hg, Tl, Pb, Bi), 多形変態のさい突然変化するもの (C, S, Sn, Tl) があり, Snでは多形変態および融解のさい磁化率の符号さえ変化する, また一般に化合物の反磁性磁化率はその成分元素の磁化率の算術和とは異なる特別な値をもつ, と指摘して, このような現象を説明しうるような反磁性理論の必要性を示唆する。

最後の節(第7節, 2頁)で本多は, 反磁性磁化率はふつう常磁性磁化率に比べてずっと小さいと考えられているが, 実際は必ずしも小さくはないことをグラファイトや木炭, Bi, Sb等の磁化率を例にあげて示し, また Langevin<sup>175)</sup> は反磁性分子の磁気モーメントを零と考えたが, これは必ずしもそうでなくてはならぬということではなく, 反磁性であるために必要なことは分子の磁気モーメントが小さいということだとのべて, モル当りのみかけの磁化率  $\chi$  を常磁性磁化率と反磁性磁化率の和として

$$\chi = \chi_p + \chi_d$$

$$= \frac{NM_0^2 \{f(T)\}^2}{3(kT + \varphi)} - \frac{\rho}{12} \left(\frac{e}{m}\right)^2 r^2 \frac{w}{D}$$

で与え ( $N$ :アボガドロ数,  $\rho$ :電子数密度,  $w$ :分子量,  $D$ :密度), 反磁性体のみかけの  $\chi$  の温度変化や多形変態・状態変化のさいの不連続的变化を  $\chi$  の中の  $\chi_p$  の変化に帰した。

最後に本多は, T. Tamaru 教授(田丸卓郎か?)に, この仕事に興味をもってくれたことと価値ある示唆とに感謝している。論文の末尾には, この論文が, 東京数学物理学会の年会で, 1914年4月5日に読まれたものである旨の付記が添えられている。

以上が, 磁性の本性に関する本多の初期の理論である。これを要約すれば, 次の如し。

本多は Weber 以来の伝統にしたがって, 強磁性を分子磁石が容易に外場の方向に向く物質の性質としてとらえ, それを妨げる要因 — 分子間相互作用や熱擾乱 — を弱める機構として分子の形状(強磁性体の分子は球形である)を想定した。本多は, 温度変化や alloying あるいは化合物の形成にさいしての強磁性の出現・消失を分子の変形によるものと考えて, これらを一つの枠組の中でとらえようとした。本多によれば, 強磁性体の温度上昇にともなう磁化の減少・消失は分子の形状変化による分子衝突の効果(熱擾乱)の増大の結果であるが, これは, のちにスピンの自由度であることが判明する分子内部の自由度(分子の位置の自由度ではなく)を形状の自由度として擬制的にではあれとらえていたことに相当し, このために本多の磁気理論は鉄の  $A_2$  変態の本性の解明にさいしては積極的に機能した。しかし, スピンの自由度であ

本多の磁気理論と、わが国におけるWeiss理論の受容の過程Ⅳ  
ることを正しく把握しえていなかったから、強磁性の理論としては失敗した。磁性分子の形状を基礎におく本多の磁気理論には、その研究生活を長岡のもとにおける磁歪の研究者として始めた本多の研究者としての経歴が濃厚に反映している。また、欧州留学以前の東大での金属・合金の磁性研究、ドイツでの、特に DuBois のもとでの諸元素の磁性の研究、これらの実験的研究の蓄積は、本多をして Weiss の強磁性理論を普遍的・基本的重要性をもつものとしては理解せしめず、むしろ、たとえば Curie-Weiss 則を特定の少数の強磁性物質である限られた温度範囲で成立つにすぎないものと見なさしめた。本多は、あらゆる反磁性・常磁性・強磁性体に亘って成立つ普遍的磁気理論の構築をこころざし、Langevin 理論を分子間相互作用の効果をあらわす量  $\varphi(T)$  と物質の個性（分子の磁気モーメントの大きさの温度変化のしかた）を反映する量  $f(T)$  の導入によって修正し、そのことによって、いろいろな物質における磁化や磁化率の測定値のふるまいの説明が可能であるとしたが、 $\varphi(T)$  や  $f(T)$  と原子構造とを関連づける議論を何ら具体的には展開しておらず、それは、物質の千差万別性を  $\varphi(T)$  や  $f(T)$  の千差万別性におきかえるだけの、不毛なものでしかなかった。また、Langevin にならって Boltzmann 因子を用いた確率論的な議論もおこなっているが、その指数の分母  $kT$  に対する理解は Langevin や Weiss（や Kamerlingh-Onnes）らと同様、それを分子の回転運動のエネルギー（を温度で表わしたもの）とみなすものであった。

本多は、1914年のこの磁気理論の時点で、Weiss 磁子説の実験的検証と Ewing 模型にもとづく磁化過程の数学的取扱いの必要性を自覚している。本多、曾称、石原らの酸化物の磁性の研究や、本多-大久保の磁気理論を、このような問題意識のもとに（少くとも問題意識の1つとして）展開されたものとみなすことができるかも知れない。これらの問題はのちに別の機会に論ずるとして、ここでは磁気の本性に関する本多の後期の理論、すなわち、磁性の核内電子起源説へと論を進めよう。

本多が磁性の核内電子起源説の論文を発表するのは1928年である。<sup>177)</sup> この論文は奇しくも Heisenberg の強磁性の論文と同年に、同じ雑誌に、ただしちょうど4ヶ月だけ先立って掲載された。<sup>179)</sup> 核内電子に磁性の起源をもとめる本多の言い分は、要するに次のようなものである。磁性の電子論では通常磁性の起源を、原子核のまわりを周回する電子（これは同時に光放射を起す電子でもある）に帰する。周回電子がその速度と軌道半径にみあった磁気モーメントをもつという事はたしかにその通りだが、しかし、これらの周回電子すなわち素磁石は外場をかけても磁化されない。それは磁場をかけても単に Larmor 歳差運動をするだけで、磁軸と外場とのなす角は変わらず、磁気モーメントの外場方向の成分は変わらないからである。<sup>180)</sup> したがって、周回電子は常磁性または強磁性をもたらすことはできず、これらの磁性の起源は別のもの

に、すなわち、角運動量をともしない磁気モーメントに求めなくてはならない。そのようなものがあるだろうか？ ある！ 本多はそれを原子核にもとめたのである。本多のこの時代、まだ中性子は発見されておらず、原子核は陽子と電子とから成っていた。原子核の中には高速で回転する電子がある。この電子は当然角運動と磁気モーメントをもつ。鉄原子に対して、核内電子の回転軌道半径を  $5 \times 10^{-12}$  cm, 速度を  $2 \times 10^{10}$  cm/s, 核内電子数を 30, 素電荷を  $1.59 \times 10^{-20}$  CGS emu ととって、本多は  $2.4 \times 10^{-20}$  CGS emu の磁気モーメントを得た。これは鉄原子の磁気モーメントの観測値  $2.06 \times 10^{-20}$  CGS emu とほぼ一致している。ところで電子の回転運動にともしない角運動量は、原子核の中で電子の外側に配列して電子と逆方向に回転する陽子の集団の角運動量によって打消される。陽子と電子の電荷の符号が反対であるために、磁気モーメントは両者を足し合わせたものとなる — 陽子と電子との質量の差によって磁気モーメントへの寄与は圧倒的に電子によるものであるが。こうして、角運動量をともしない磁気モーメント、すなわち、核内電子による磁気モーメントが得られるわけである。そして、この核内電子による磁気モーメントこそが、強磁性・常磁性のにない手なのである。<sup>181)</sup>

これが茅の「これは先生が何かに出したんです。Annalen der Physik に出したんじゃないかな。そうしたらスエーデンの Benedek かな、もっとも優れた理論であるとほめたのを僕は読んだことがある。」<sup>186,187)</sup> という、その「スエーデン人にほめられた」本多の新説なのである。

本多がこのような説を考え出したのは、緩和機構の存在に気付かなかったからではない。事実、本多がこの説をたずさえて 1929 年にアメリカを旅行したとき、<sup>189)</sup> しばしば Larmor 歳差運動が熱衝突によって消衰して素磁石が磁場の方向を向かないのかどうか、という質問を受け、<sup>190)</sup> それに対して本多は「回転する電子の系の運動は多くの点でジャイロスコープの運動に似ているが重要な点でちがいがあ。……回転する電子の場合には歳差運動の速さは磁場と電子の回転軸との間の初期角度  $\theta$  にはよらない；……歳差運動の速さが角  $\theta$  によらないので、この速さの変化は  $\theta$  に影響を与えない。すなわち、熱衝突は  $\theta$  を変化させることができず、歳差運動を消衰させることができない； それゆえ、素磁石は電場をかけることによって、熱衝突の助けのもとでさえ、磁化されえない」<sup>191)</sup> とこたえているのである。本多は、熱衝突によって歳差運動の速さが変わる、というイメージをもっていた。そしてその事によっては、磁気モーメントの磁場方向の成分は変らぬと考えたのである。本多にとって、何らかの緩和機構の存在とその機構がはたらいたあとの確率分布を所与の前提としてそこから議論を出発させるような行き方は不満であり、その確率分布に到達するための動力的メカニズムを自分に納得がいくように思いえがきたかったのである。本多自身、周回電子によって永久磁気モーメントをもつ分子磁石の常磁性について、それは「電子の何らかの動力的理論に基くものではなく、

本多の磁気理論と、わが国におけるWeiss理論の受容の過程Ⅳ P. Langevin によって与えられた分布則の仮定の結果であるにすぎない」と明言している。<sup>192)</sup> このような本多の姿勢と、中谷宇吉郎によって描写された、Bohrの原子模型をめぐっての長岡半太郎、寺田寅彦、佐野静雄、高橋胖らの東大物理学教室懇話会における討論の状況<sup>193)</sup> からうかがわれるこれらの人々の姿勢との間には、何か共通したものがあるように感じられる。

さらに本多はこの新しい理論によってジャイロ磁気効果と磁場による原子線のふれが説明できるとした。<sup>195)</sup> かれは核の周りをまわる核外電子が核に約1000ガウスの程度の強い磁場を及ぼすと評価し、このように強い磁場が働いているので、核磁石の磁軸はつねに光学電子(=核外周回電子)の軌道面に垂直であり、もし外場をかけることによって核磁石が外場方向を向くなら、光学電子の軌道面も直ちに核の磁軸に対して垂直に向くだろうとまず述べる。<sup>196,197)</sup> こうしておいて本多は次のように議論をすすめる。<sup>198)</sup> 「電荷  $e$ 、質量  $m$  を有する電子が原子の陽核の周りに半径  $r$ 、週期  $T$  なる円運動をなすときの磁気能率  $M$  及び角運動量  $p$  は

$$M = \pi e r^2 / T, \quad \text{及び} \quad p = 2 \pi m r^2 / T,$$

従って角運動量と磁気能率との比は

$$p/M = 2m/e = 1.13 \times 10^{-7}$$

…強磁性原子に関する著者の模型では、核自身が磁気能率を有し、而もその角運動量は零である。而して、原子1箇の磁気能率  $M$  は核及び核外電子の磁気能率  $M_n$  及び  $M_0$  の和である。今ここに量子関係が成立するものと仮定し  $M_n = M_0$  とすれば(下線は勝木による),  $M = 2 \pi e r^2 / T$ . 原子の角運動量は核外電子によるもののみであるから、

$$p = 2 \pi m r^2 / T. \quad \text{従って} \quad p/M = m/e.$$

この値は原子核の磁気能率を考えない場合の丁度 1/2 である。次に数多の原子を有する強磁性の場合には、外部磁場の方向の磁気能率の総和を  $\sigma$ 、角運動量の総和  $P$  とすれば

$$P = \sum p_H = \frac{m}{e} \sum M_H = m \sigma / e,$$

$$P/\sigma = m/e = 0.565 \times 10^{-7}. \quad ]$$

そして、これを Sucksmith と Bates の、Fe, Ni, Co, 磁鉄鉱, ホイスラー合金での  $P/\sigma$  の測定結果<sup>199)</sup> と比較してよく一致することを示し、「以上著者の核磁石の模型はジャイロ磁気効果に関する実験によって、その仮定の妥当なることを確証された訳である。」<sup>200)</sup> と断言し

している。 $M_n = M_0$  なる量子関係の仮定( / )は、いわば本多の苦心の発見であった。<sup>201)</sup> 1928年に発行された英文『物質の磁性』<sup>202)</sup> 67節(244-249頁)で、本多はジャイロ磁気効果について次のように論じている。磁気モーメントが周回電子によるものであれば  $P/\sigma = 2m/e$  であるはずだし、本多の核内電子磁性起源説によれば  $P/\sigma = 0$  になるはずだ。ところが Sucksmith と Bates の実験から「実際に得られる比は、実験の誤差の範囲内で、通常理論から期待される値の半分であり、通常理論と著者の理論から得られる値の平均にひとしい。今のところわれわれは実験と理論の間の不一致を説明することができない。」(248頁, 6-10行), 「しかしこの不一致が将来どのように説明されようとも、磁性の起源は原子内で回転する電子に求められるべきであるという結論は変わらないだろう。」(249頁, 24-26行。実はこれが英文『物質と磁性』の結びの言葉でもある。)この本の発行は1928年4月であり、序文は3月にかかっているから、この時期には本多はこのように考えていた。<sup>203)</sup> おそらく、核内電子起源説をたずさえてアメリカを旅行している間に前述の“量子関係”を思いつき、帰国後ただちに論文にしあげて Z. Phys. に送ったのであろう。因子1/2を出すためには、 $M_n = M_0$  で、かつ  $M = M_0 + M_n$  でなくてはならない。このために核の磁軸と周回電子の磁軸とは一致しておらねばならず、また核磁石の磁気モーメントに対する“量子関係”を必要としたのである。本多にとって、1928年の段階では磁気のにない手は核だけであった。1929年になってから、ジャイロ磁気効果の説明のために、核と周回電子の両方に半分ずつ磁気をに合わせることにしたのである。

英文『物質の磁性』の最後の3節では、磁子説、磁場中での原子線のふれ、および前述のジャイロ磁気効果が論じられている。磁子説の節の末尾で本多は、軌道の量子化から Bohr 磁子を導き出してみせ、それが Weiss 磁子の約5倍の大きさであることに注意したのちに、「Bohr 磁子は磁気モーメントをもっているけれども、磁場によっては全く磁化されえないものであり、したがって強磁性体・常磁性体における磁気モーメントの構成単位ではないとのことわりがきをつけ、またその点はさしおくとしても磁性の基本単位としては Bohr 磁子は大きすぎるとして、その例として、Ni, Mn<sub>3</sub>Sb, Mn<sub>2</sub>Sb, Mn<sub>4</sub>Sn, MnBi, NiB, CoB, FeB, Mn<sub>5</sub>P<sub>2</sub>, Mn<sub>2</sub>As, AsMn 等の飽和磁化の値が1 Bohr 単位より小さいことをあげている。

磁場中での原子線のふれの節の冒頭では、原子核は磁化可能な磁気モーメントの座であり、核外の光学電子は磁化できない磁気モーメントの担い手であるとまず述べ、GerlachとSternはこの後者の磁気モーメントの決定にはじめて成功した。それは Bohr 磁子の磁気能率の直接的決定であったのみならず、核外周回電子の磁場に関する方向の量子化の直接的な証明でもあった、と評価したのちに、しかし、GerlachとSternの見出したものは磁化可能な核のモーメントではなかった、と

本多の磁気理論と、わが国におけるWeiss理論の受容の過程Ⅳ  
付言している。磁化可能な核の磁気モーメントと、Gerlach と Stern のみた光学電子の磁気モー  
メントを区別することによって、さもなくば本多にとって深刻に矛盾するものとみえた物質の磁性と  
原子線のふれの現象との間の懂着たとえば、Cu, Ag, Au の磁化率は固体原子においても液体原  
子においても原子が反磁性的であることを示しているのに、なぜこれらの気体原子 ( Gerlach と  
Stern が見た原子は金属から蒸発してきた原子、つまり気体原子である) が  $1\mu_B$  をもつ ( 常磁性 )  
原子であるのか、が本多にとって矛盾なく理解しうるものとなるのである。原子ビームの分列は磁  
化できない光学電子の磁気モーメントすなわち Bohr 磁子による ( 本多は、Bohr 磁子は磁化される  
ことはできないが、磁場に関して量子化された方向を向くことができると、この時期には、考えて  
いた) のだから、それがたとえ “常磁性的” であっても、磁場をかけたときの磁化が常磁性的に  
ならなくてもかまわない。前者に關与する Bohr 磁子は後者には全然關与しないのだから、と  
いうわけである。ともかく本多は、1928 年のこの時期には、Gerlach と Stern の実験を光学  
電子すなわち Bohr 磁子の空間的な方向の量子化の証拠とみなしていた。ところが、アメリカ  
旅行を終えてから発表した 1929 年の論文<sup>204)</sup> ( およびそれ以後の 1930 年の論文、<sup>205)</sup> 1931  
年の『磁性体に関する学説』) では、周回電子の磁気能率の方向の量子化は Larmor の定理に  
抵触するとして、この量子化の仮定なしに原子線の磁場によるふれの現象を説明しようと試み  
ている。本多のいう所によれば、<sup>206)</sup> まず、本多の学説によって原子の磁気能率は核および核  
外電子の磁気能率よりなり、この両者は ( 例の “量子關係” によって ) 相等しい。もし磁軸が  
磁場方向と一致または反対ならば、Larmor 歳差によって原子は磁軸の方向を変えずに進むこ  
とができる。磁軸が磁場に垂直ならば、回轉電子は磁場の作用をうけて磁場に平行な直径 ( 軌  
道の ) を軸として角速度  $\omega = eH / 2m$  で ( 軌道が ) 回轉する。 ( 勝木独白 : ここまでは分る )  
「この場合には独楽の理論により、核の磁軸はラーモア歳差の方向の如何によって磁場の方向  
或はそれに正反対の方向に傾かんとする。」 ( このところがよく分らない ) そうすれば、  
核外電子の磁軸もそれに引きずられて ( これもよく分らないが、核の磁軸と核外電子の磁軸が  
一致すべきだという “信念” が本多にはあるから、それによるものであろう ) 結局原子全体の  
磁軸が磁場の方向あるいは反対方向を向く。磁軸の方向がはじめ磁場に平行であろうと垂直で  
であろうと、結局は磁場と同方向または逆方向になる。したがって磁場方向に勾配をもった不均  
一場によって 2 つに分裂するというわけである。本多ははっきりとは断わっていないが、どう  
もこれは核が角運動量をもっている場合であるらしい。強磁性原子の場合には核の角運動量は  
零に近い値をもつから、磁場を作用させれば「核は核外電子と共に一団としてラーモア歳差を  
なし」<sup>207)</sup> したがって原子線の分裂を生じない。鉄の場合がちょうどそうになっている。もし、  
角運動量がきわめて小さいある臨界値をもてば、一部の原子の磁軸は銀原子の場合のように磁

場に平行または反対に向き、別の原子のそれは鉄の場合のように原子核が核外電子と一体になって回転する。この場合、原子線は3本に分れ、2本は互いに反対の方向にふれ、1本はふれを生じない。Ni がちょうどそうになっている。Gerlach と Stern は Ni の原子線のふれから、Ni 原子は  $2\mu_B$  をもつとの結果を得たが、「この数は前記の強磁性原子に関する著者の模型と一致する。」<sup>210)</sup> さらに量子論によれば、原子の内部量子数が  $j$  のとき原子線の分裂は  $2j + 1$  でなくてはならない。ところが3本以上に分裂した原子線はまだ見つけれられていない。このことは量子論によっては説明困難だが、本多説では高々3本にしか分裂しないのだから、何ら困難を感じない。こういうわけで、原子磁石の方向の量子化を無理に考えなくても、本多の原子模型で、磁場中での原子線のふれは完全に説明することができる。これが、本多の原子線のふれについての説明である。

以上で、磁気の本性に関する本多の理論の説明をおわる。さらに論ずべきこととしては、磁化過程についての本多・大久保理論、本多の Weiss 批判、本多の弟子たち（特に茅、広根）における本多理論の母斑とそれからの脱却過程がある。次回は、広根・彦坂の強磁性理論と Heisenberg の強磁性理論の対比から議論を始めたい。

(未完)

#### 註および文献

- 146) 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, 33 No.1 (1979年10月) 所載の第III部のつづきである。<sup>147)</sup>
- 147) 第III部で書いたことのうち、Weberの強磁性理論に関連して書いたことへの補足<sup>148)</sup> および Oosterhuis の理論に関連して書いたことへの補足<sup>150)</sup> を註148-165でおこないたい。
- 148) Weber理論に関連して私は「磁極の初めの方向を磁化容易方向、 $h$ を異方性磁場、分子磁石を磁化した微結晶と読めば」Weberの「議論は今でもそのまま成立つと思ってよいであろう」(第III部, 39頁8-9行)と書き、また「Weberの『分子磁場』は異方性に相当するものであった」(同52頁13-14行)と書いた。これは、やや舌足らずの表現であったので、以下のように下線を施した部分をおぎなうて、前者を「磁極の初めの方向を微結晶ごとの磁化容易方向、 $h$ を各微結晶における異方性磁場、分子磁石を磁化した微結晶と読めば……」と訂正し、後者を「Weberの『分子磁場』は分子磁石を磁化した微結晶とみなすとき微結晶ごとの異方性磁場に相当するものであった」と訂正しておきたい。Weberは「磁軸の方向が(外場) $H$ に対して、 $\alpha$ と $\alpha + d\alpha$ なる角をなす円

本多の磁気理論と、わが国におけるWeiss理論の受容の過程Ⅳ  
 錐間に挟まれたる分子磁石の数」 $dn$ が「 $dn = \frac{n}{2} \sin \alpha d\alpha$ 」で与えられるとしている<sup>149)</sup>が、  
 このことは、磁化容易方向が分子磁石ごとに、完全に at random に、異なっているとしたこと  
 に相当しているので、前記訂正のように「微結晶ごとの」等々の字句を挿入した方がよ  
 り正確な表現となると思うからである。そして、この「微結晶」自体はそれぞれ1つの「磁  
 区」になっているとはいえ、上記訂正において「微結晶」という用語の代りに「磁区」とい  
 う用語を用いるならば、それは不正確な表現となる。「磁区」の磁化容易方向があらゆる  
 方向に一様に分布するとはかぎらぬからである。もっとも「磁石」と「微結晶」のちがいを  
 くだくだしくは言わないで大雑把には同じものと見ておいてもここではよいかも知れない。

- 149) 本多の著書『磁気と物質』<sup>114)</sup>における記述にもとづく。第Ⅲ部 p. 39 参照。なお矢  
 島祐利による Weber 理論の記述(『電磁気学史』(岩波全書, 1950) pp. 149 - 151)  
 も、当然のことながら、本多のそれと本質的に同じである。
- 150) 第Ⅲ部註137で Oosterhuis が  $\chi(T+4) = \text{const.}$  の関係を零点エネルギーの存在への  
 実験的証拠とみなそうとしたことに言及したとき、私は実は内心ちょっと得意だった。  
 本多は Oosterhuis が「 $RT$ の代りにプランクの第二の輻射エネルギーの式、

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

を用い、且つ此のエネルギーは回転運動のエネルギーなりと仮定して、 $\chi_m(T+4) =$   
 $\text{const.}$  なる形を有する関係式を導出せり。」(『磁気と物質』 p. 232) と述べてい  
 るが、Oosterhuis の主張の力点が零点運動の存在の実験的裏付けにあることを指摘しな  
 いで、むしろ、量子論的な「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」(『磁性体に関する  
 学説』<sup>133)</sup> p. 21) と、本多の問題意識からすれば当然であるが、実験に合う結果を得  
 た点だけを評価している。Oosterhuis の原論文にあたって<sup>151)</sup> かれの主張の力点が零点  
 運動の存在にあることを知った私は、原論文にあたって調べたからこういう事が分った  
 のだと、内心ちょっと得意だったのである。ところが、水野敏之丞の『原子論』(丸善  
 初版1914年4月、再版1920年2月)を開いてみておどろいた。<sup>152)</sup> そこには第16  
 節として「キュリーノ法則ト第二エネルギー量子説」という節(pp. 84-91)があり  
 その節はほとんど Oosterhuis の説の紹介にあてられていたのである。水野のこの著書か  
 ら私はいくつかのことを学んだ。Maxwell 分布の  $e$  の肩の分母が分子の平均エネルギー  
 と結びついていること、<sup>154)</sup> 零点エネルギーの導入は Planck によるものであるらしいこ

と、<sup>159)</sup> 等々。

151) 本多の著書で Oosterhuis の論文の存在を知った私は、論文のコピーを協力者の斎藤方成氏（信州大文理学部自然科学科 1963 年卒、現在岐阜県各務原高校教諭）に送って訳してもらった。その訳文を通読することによって Oosterhuis の問題意識を知ることが出来さらに原論文と読みくらべてそれを確かめた。斎藤氏の協力に感謝する。

152) 水野敏之丞<sup>153)</sup> の名前は、小谷正雄・犬井鉄郎両先生からの聞き（1977年6月15日、東京理科大学；発言 170）の時にも、林威先生からの聞き（1979年7月19日、長野県上伊那郡飯島町林邸；発言 123）の時にも出てきて、多少の関心をもっていた。1979年の年末に、信州大学中央図書館の書庫にもぐりこんで、並んでいる古い単行本の中から、水野のこの本をみつけ、借り出して読んでみたのである。

153) 水野敏之丞は 1890（明治 23）年（東京）帝大物理卒（ちなみに長岡半太郎の卒業は 1887 年、中村清二 1892、本多光郎 1897）、のち京都帝大教授。『長岡半太郎伝』（板倉・木村・八木著、朝日新聞社、1973）に拠って水野の履歴を書いてみると、水野は 1862 年に生まれ（p. 509）、1890 年に帝大を卒業したのち、1897 年に京都帝大理工科大学が設置され物理学に 2 講座設けられた時一高教授から助教授として京都帝大に移った（p. 198）。1892 年から電波の研究に着手（p. 310）、1900 年頃ベルリン大学に留学し 1903 年頃帰国して教授となる（p. 225）。新しい物理学の紹介につとめ、1912 年 12 月に『電子論』を、1914 年 4 月に『原子論』を、1916 年 7 月に『続原子論』を、それぞれ丸善から出版している（p. 376）。1923 年 10 月退官（p. 509）。また、1920 年の学術研究会議（略称、学研）設立にさいしてその会員となり物理学部副部長を長岡半太郎部長のもとでつとめた（p. 453, p. 631）。1922 年に学研内に電波委員会が設置されたとき、委嘱されてその委員となった（pp. 453-454）。1944 年没（p. 509）。

『原子論』の序文（1914 年 2 月 11 日付）で水野は、「本書ヲ公ニスルニ当リ予ハ理学士木村正路及理学士玉城嘉十郎二氏ノ援助ニ待ツ所甚ダ多シ」と書いている。木村・玉城の 2 人の名があげられていることに若干の興味をおぼえる。なお、木村は 1907 年、玉城は 1909 年に京都帝大を卒業している。

154) Maxwell の速度分布則<sup>155)</sup> をかき直して、分子の運動の自由度が 3 であるような気体に対して

$$dN = CE\sqrt{E} e^{-E/\alpha^2} dE = f(E) dE$$

とするとき係数  $C$  は

$$N = \int dN = \int_0^{\infty} f(E) dE$$

の関係から  $C = 1/\alpha^3 \sqrt{\pi}$  と決定され、 $\alpha^2$  は

$$\bar{E} = \frac{1}{N} \int_0^{\infty} E f(E) dE$$

の関係から  $\alpha^2 = 2\bar{E}/3$  と決定される。エネルギー等分配則が成立って  $\bar{E} = 3kT/2$  であるときには  $\alpha^2 = kT$  の関係が得られる。また、分子の運動の自由度が2であるような気体に対しては  $\alpha^2 = \bar{E} (= kT)$  を得る。 $\alpha^2$  を導き出すこういう立場に立てば、Maxwell 分布あるいは Boltzmann 因子の指数の分母  $kT$  を平均の運動エネルギーと結びつけた量とみなすことは、むしろ自然である。Langevin 理論を下敷きにしながらそれを修正した磁性の理論を作ろうとするとき、本多や Oosterhuis のように  $kT$  を平均エネルギーに結びつけた何か別のものでおきかえることは、むしろ自然のなりゆきであった。Weiss は Curie 定数の値から  $\beta$  鉄、 $\gamma$  鉄の分子は2原子から成り、 $\delta$  鉄のそれは3原子から成ると推論しているが、その推論に脚註をつけて「ここでの用語では、分子とは自由度2に対応する回転の運動エネルギーをもつ物質の量を意味することを想起しよう」と述べている(文献92, 訳本170頁)。分子をこのように定義すると、その回転運動のエネルギーは  $kT$  即ち Boltzmann 因子の指数の分母にひとしい。Weiss もまた、Boltzmann 因子中の  $kT$  を分子の回転運動のエネルギーと考えていたのである。

Oosterhuis と似たようなやり方で電気伝導を論じた人もある。すなわち、Sommerfeld の金属電子論<sup>156)</sup> が提出される数年前、1923年に Bialobjeski<sup>157)</sup> という人が電気伝導の理論を Thomson の双極説<sup>158)</sup> にもとづいて展開しているが、そこでも  $kT$  を

$$h\nu / (e^{h\nu/kT} - 1)$$

でおきかえた議論をしている。

- 155) J.C. Maxwell "Illustrations of the Dynamical Theory of Gases" Phil. Mag, (1860) (1859年9月21日 Aberdeen での大英学術協会の会合で読まれた) ; 邦訳: 佐光興亜「気体の動力学的理論の例示」(物理学古典論文叢書5『気体分子運動論』(東海大学出版会, 1971)所収, pp. 3-36)。

- 156) A. Sommerfeld “Zur Elektronentheorie der Metalle auf Grund der Fermischen Statistik”  
 I, Z. Phys. 47 1-32 (1928) [1927年12月17日受理] ; II, ibid 43-60 (1928)  
 [1927年12月31日受理] ; 発刊はいずれも1928年2月7日。なお, Sommerfeld  
 はこの論文より前に “Zur Elektronentheorie der Metalle” という予備報告を Naturwiss.  
 15 825-832 (1927) によせている。この予備報告の実物を私は見ておらず, これの表題  
 は友近晋の総合報告 (『日本数学物理学会誌』1 No.2 183-204 (1927年2月),  
 No.3 333-347 (1928年3月) ; 最終頁をみよ) を参照した。
- 157) T. Bialobjeski “On the Theory of Metallic Conduction” Phil. Mag, 45 161-168 (1923).
- 158) J.J. Thomson, Phil. Mag, 30 192 (1915) (文献157からの孫引き)。
- 159) 私は零点運動を不確定性関係からの一つの帰結であるという工合に理解しており, それ  
 で, 量子力学が出来てから理論的に零点エネルギーが導き出されて来たのだらうと, 何  
 となくそんな風に思っていた。ところが, Planck の第二エネルギー量子説というのが  
 あって, 物質 (振動子) がエネルギー (光) を連続的に吸収するが離散的に放出すると  
 仮定して, 振動子の平均エネルギーとして

$$\bar{E} = \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1} + \frac{h\nu}{2}$$

を得ているらしい。<sup>160)</sup> Planck の最初のエネルギー量子説<sup>161)</sup> では

$$\bar{E} = h\nu / (e^{h\nu/kT} - 1)$$

であって, これは高温の極限で

$$\bar{E} = kT - \frac{h\nu}{2}$$

を与えるが, 第二エネルギー量子説の  $\bar{E}$  の表式を用いれば  $\bar{E} = kT$  となる。この一種  
 の対応原理的な対応関係の指摘は第 III 部註 139 にあげた Einstein と Stern の論文  
 (発信は1912年12月 Zürich, 受理は1913年1月5日, 発行は1913年3月20日)  
 でなされているが, この論文は Eucken<sup>162)</sup> の水素の比熱の 35 K から 273 K までの測  
 定値から比熱への分子の回転運動の寄与を評価し, Planck の第一エネルギー量子説およ  
 び第二エネルギー量子説からの帰結とそれを比較することによって, 第二エネルギー量  
 子説の優位, すなわち回転運動における零点エネルギーの存在をたしかめたものであ  
 った。Oosterhuis は同様の考察を磁性体に対しておこなったのである。<sup>163)</sup>

- 160) M. Planck "Über die Begründung des Gesetzes der schwarzen Strahlung" Ann. der Phys. 37 642-656 (1912); 邦訳: 井田幸次郎「黒体輻射の法則の基礎について」(物理学古典論文叢書10『原子構造論』(東海大学出版会, 1969)所収, pp. 145-159)。零点エネルギーについては訳本156頁(原論文653頁)を見よ。
- 161) M. Planck "Über das Gesetz der Energieverteilung im Normalspectrum" Ann. der Phys. 4 553-563 (1901); 邦訳: 辻哲夫「正常スペクトル中のエネルギー分布の法則について」(物理学古典論文叢書1『熱輻射と量子』(東海大学出版会, 1970)所収, pp. 231-241)。
- 162) Eucken, Sitzungsber. d. preuß. Akad. p. 141 (1912). 文献139からの孫引き。文献139には、ただグラフの中に Eucken の測定値を書きこんであるだけだが、水野の『原子論』には Eucken のデータが表にして与えてある (pp. 67-68)。
- 163) Einstein と Stern の論文(文献139)の末尾に「校正中の註釈」として、「Weiss がわれわれに、気体酸素の常磁性についての Curie の測定は酸素の回転エネルギーが高温で古典論から要求される値 ( $kT$ ) を零点エネルギーを仮定しないとき期待されるような  $h\nu/2$  だけ小さな値 ( $kT - \frac{h\nu}{2}$ ) ではなしに、もつことを示しているということに注意した」もし高温での回転エネルギーが零点運動なしの  $kT - \frac{h\nu}{2}$  であったとすれば「Curie の測定の精確さからして、Curie 則からのはずれが現われているはずだ」という旨のコメントがつけられている。Curie の酸素の磁化率のデータ(文献88, 訳文42頁表I)をもとに  $\chi^{-1}$  と  $T = t + 273$  とをグラフにかいてみると、きれいに直線上にならんでその直線は原点を通る。当時の通念では  $\chi$  は回転エネルギー(すなわち、Boltzmann 因子の指数の分母)に反比例するものであったから、Weiss は上記のようにコメントしたのであろう。Planckの第一エネルギー量子説のエネルギー表式を用いて高温展開すれば

$$\bar{E} = kT - \frac{h\nu}{2} = k(T - \theta); \theta = h\nu/2k$$

を得る。これからは見かけ上 Curie-Weiss 則が導かれる。零点エネルギーを考慮すれば上式の  $-\frac{h\nu}{2}$  が零点エネルギーを打消しあって消えて Weiss のいうようなことになり、さらにその次の項を Oosterhuis がやったように考慮すれば

$$\bar{E} = k(T + \Delta); \Delta = h\nu_0/6k$$

が得られて、Onnes-Perrier則  $\chi(T + \Delta) = \text{const.}$  が導かれる。<sup>164)</sup>

- 164) Kamarling-Onnes は 1913 年のノーベル物理学賞受賞講演(1913年12月11日)の中で Weiss が低温での磁気測定のためにライデンを訪れたことに言及している。また、Kamarling-Onnes と Perrier がおこなった液体および固体酸素の磁性の研究で Curie 則からの外れが見出されたこと、常磁性塩においても同様な外れが見出されたこと、その外れのあるものは負の符号をもつ Weiss の分子場を仮定することで説明できることが分つたと述べたのちに、ヘリウム温度での常磁性の測定が「零点エネルギーの理論にとっても重要になってきました。つまり、キュリーの法則からのハズレを、負の分子場を導入せずに説明しようと試みるのであります。これはオーステルフィスの着想ですが、ランジュバン理論において、ランジュバンが温度に比例するものと考えた回転エネルギーの代りに、零点エネルギーをふくんだアインシュタイン-シュテルンの表式を代入してみるのであります。もしランジュバンの元の形の理論が正しいとすれば、ヘリウム温度においてそのことがきわめて明白に現れるはずであります。」と述べている。<sup>165)</sup>
- この Kamarling-Onnes のことばも、1913 年の段階で Boltzmann 因子の指数の分母がどのようなものと考えられていたかの、一つの有力な証言といえるであろう。
- 165) H. カマリング-オネス, 中嶋貞雄訳「低温における物性の研究, とくにその成果である液体ヘリウムの生成」(中村・小沼編『ノーベル賞講演物理学・2』(講談社, 1979)所収, pp. 135-166) 145・146 頁を見よ。
- 166) これを作ろうとしたものが本多-大久保理論<sup>167)</sup>であるのかも知れない。<sup>168)</sup>
- 167) (a) K. Honda, J. Ôkubo, “Ferromagnetic Substances and Crystals in the Light of Ewing’s Theory of Molecular Magnetism” Sci. Rep. Tôhoku Imp. Univ. 5 153-214 (1916).  
論文末尾に, Sendai, March 15, 1916. の日付あり。
- (b) K. Honda, J. Ôkubo, “On the Effect of Temperature on Magnetisation considered from the Standpoint of Ewing’s Theory of Magnetism” *ibid.* 5 325-338 (1916).
- (c) K. Honda, J. Ôkubo, “On a Theory of Hysteresis-loss by Magnetisation” *ibid.* 6 183-195 (1917).
- (d) K. Honda, J. Ôkubo, “On a Kinetic Theory of Magnetism in General” *ibid.* 7 141-166 (1918).
- 168) しかし、広根は 1976 年 10 月 5 日に勝木たちのインタビューにこたえて、山形大学で次のように語っている。
- 勝木：…すると(大学卒業後)広根は大久保のもとで専門としては
- 広根：専門としては磁気の実験をやっていた。

勝木：そういう時に、本多理論なんかはあまり…

広根：これが面白いんですよ。こういうことなんです。本多という人は勿論理論家ではない。それこそ根っからの実験家だ。ところが、本多—大久保説というのはもともとは大久保がいろいろ考え出した。それで本多のところに、自分はこうこうこういう風な…。あれは強磁性のヒステリシスを非常にうまく説明できる、非常にうまくかどうか一応は説明できる。何故ヒステリシスが起るであろうか、その辺は一応あれで定量的にも、一応定量化できているわけだ。ところが、本多はあまりそういう事を、始めのうちは好きでなかった。それで、本多はあまり信用しなかったらしい、本多—大久保模型というのを。ところが、ここが本多の面白いところで、非常に本多というのは粘る。大久保のもっていった論文を、恐らく始めのうちはこんなばかなことはないと思ってやっているうちに、しかし、どこか、ちょっといい所があるなというような調子で、恐らく、やっているうちに、これは非常にいいと思いだしちゃった。だってね、大久保によると、その間2月も3月もかかったという。それで、本多の頭にすっかり入っちゃって。本多さん、その頃幾つか、恐らく40と50の間くらいじゃないかと思うが、非常によく頭に入っちゃったらしい。ところが、今度はそいつを考え出したはずの大久保の方はだんだん馬鹿馬鹿しくなっちゃったらしい、自分が考え出した説ではあるけれど。従って、ぼくが大久保の所でいろいろのことをやっていた時は、大久保はあの理論を全面的に否定はしないけれども、あんなものは余り重視するなよ程度の調子だった。ところが、本多は、あれですべてを考えるという、そういうようなことがあって…。<sup>169)</sup>

169) 「物性研究史聞書きノート」勝木—Ⅱ，（1976年10月5日，広根徳太郎）6頁，発言28—31。<sup>170)</sup>

170) この「ノート」は、今のところ私的な研究ノートとしての性格をもつものであるが、自分の心覚えのために、頁と整理番号をつけておいた。しかるべき資料センターのような所ができて、公開・利用できるようになることが望ましいと思う。

171) 本多はこのことについて『磁気と物質』（裳華房，1917）254—255頁でやや詳しく説明している。「……臨界温度以上における強磁性体の磁気係数と温度との関係を表わすワイスの式に就いて述べん。厳密に言へば、強磁性体より常磁性体への変化は、全く連続的にして、境界となるべき一定の温度、即ち臨界温度の如きは存在せざるべきも、大体を論ずる場合には、斯の如き温度 $\theta$ の存在を仮定することを得。即ち物質は、 $\theta$ 以

上の温度に於ては常磁性にして、以下の温度に於ては強磁性なりと仮定せん。扱てランヂュバンに従えば、常磁性体も絶対零度附近に於ては強磁性となる。然るに強磁性物質は、 $\theta$ 以上の温度に於ては常磁性なれども、 $\theta$ に於て強磁性となる。故に絶対零度の常磁性体に対する関係は、 $\theta$ の強磁性に対する関係に等し。故にランヂュバンの学説を $\theta$ 以上の温度に於ける強磁性体に適用せんには、 $T$ の代りに $T-\theta$ を置き換ふるを要す。…」また、『磁性体に関する学説』（岩波、講座『物理学及び化学』、1931）37頁にも「……臨界以上に於ける強磁性体の磁気係数と温度との関係を表わすワイスの式を誘導して見よう。厳密に言えば、強磁性体より常磁性体への変化は、全く連続的で、境界と見做すべき一定の温度、即ち臨界温度の如きものは存在しないが、大体を論ずる場合には、斯の如き温度 $\theta$ の存在を仮定することが出来る。即ち物質は、 $\theta$ 以上の温度では常磁性で、それ以下の温度では強磁性であると仮定しよう。……此常磁性体は臨界温度 $\theta$ に於て強磁性体となるのであるから $T=\theta$ に於て $\chi_m$ は極めて大なる値を取らなければならない。即ち強磁性体の臨界温度は常磁性体の絶対零度に相当するのである。従て…… $T$ の代りに $T-\theta$ と置かねばならない。」と述べてある。

172) 本多の原論文の式には誤植があり、 $\{f(T)\}^2$ とすべき所が $f(T)$ となっている。

(原論文183頁のまんなかの式)

173) 註70の文献(c)

174) 註81の文献

175) 註48の文献

176) 本多は tellium とかいている。 tellurium の書きあやまりであろう。

177) 註124の文献、すなわち(a) K. Honda, “Über den Ursprung des auf der Atomstruktur beruhenden Magnetismus” Z. Phys. 47 691–701 (1928); (b) “On the Origin of the Magnetism based on the Structure of Atoms” Sci. Rep. Tôhoku Imp. Univ. 17 997–1009 (1928).

註124で書いたように「両者は同じ内容のものである」が、Z. Phys.に発表されたドイツ語のもの(a) (1928年1月31日受理)には、その第1頁に脚註があつて、「この論文の短かい抜粋が1927年11月5日に東京で開かれた12の工学関係の協会の共催した学会<sup>178)</sup>に提出された」と述べられており、「東北帝大理科報告」にのつた英文のもの(b)には、その脚註はなくて代りにやはり第1頁に「この論文はすでにドイツ語でZ. Phys. 47 (1928) 691に発表されている」との脚註がついている。

178) 会の名称など詳細はつまびらかでない。

179) Heisenberg の強磁性の論文はZ. Phys. 49 No. 9–10 合併号に掲載 (pp. 619–636)

されたが、その受理は1928年5月20日、発信地は Leipzig、雑誌の発行日は1928年7月16日であった。本多の論文は Z. Phys. 47 No. 9-10 合併号に掲載 (pp. 691-701) されたが、その受理は1928年1月31日、雑誌の発行日は1928年3月16日であった。

- 180) 磁気モーメントが角運動量として不可分であるかぎり、1この素磁石に着目すれば、こういうことになる。磁気モーメントを  $\mu$ 、角運動量を  $\mathbf{L}$ 、外場を  $z$  方向にかけて  $\mathbf{H} = (0, 0, H)$  とし、 $\mu = r\mathbf{L}$  の関係があるとすれば、 $d\mu/dt = r d\mathbf{L}/dt = r(\mu \times \mathbf{H})$  すなわち、 $d\mu_z/dt = 0$ 。
- 181) このように磁性の起源を核内電子、あるいは核の磁気モーメントと角運動量の関係にもとめる本多は、常磁性および反磁性元素から強磁性物質が形成されることがある(例えばホイスラー合金) ことについて、それぞれの元素の原子核が磁気モーメントとかなり大きな角運動量をもっていて、それらが結合して分子を作るとき、原子核系の合成角運動量が非常に小さくなるように結合するという場合がありうる。そういう時に強磁性になるのだ(文献177(a)701頁; (b)1009頁)と述べている。また、2年後に書いた論文<sup>182)</sup>では「強磁性物質の場合、原子核の中で一定数の陽子と電子が逆方向に、それらによる角運動量がほとんどあるいは完全に打消しあうような工合に、回転していると想定される。こんなチャンスは滅多にないから、92元素中たった3元素<sup>183)</sup>しか強磁性でない」と述べている。強磁性元素の強磁性の原因を原子核の特異性に帰すると、強磁性元素を含まない強磁性化合物が説明つかなくなる。1928年には本多は前述のように、原子核系の合成角運動量が0になる、という説明を案出したが、このような強磁性化合物には Mn あるいは Cr が含まれていることに着目して、1931年には、上記の説明に代えて、次のような説明を案出している。「或る非強磁性元素例へばマンガン、クロームの如きは、他の元素と化合して強磁性化合物を作る事がある。マンガン及びクロームは周期律では強磁性元素に接近せる位置にあるものであるから、その核は他の強磁性元素の如く磁気能率と非常に小なる角運動量を有するものと考えられる。此種の元素が結晶格子を作れば原子の相互作用と廻転振動の為め強磁性を現わさないが、若しこの元素が他の元素と化合物を作れば、その結合力の变化に伴い原子の変形を来し球に近き形を取り得るのである。此場合に於てはマンガン及びクローム原子は廻転振動をしないから強磁性を現わすべきである。即ちマンガン及びクロームの如き常磁性元素は強磁性化合物を作り得ることが了解される。」<sup>185)</sup> あまり説得力のある説明ではないが、Mn, Cr

勝木渥

の原子核を強磁性元素のそれに準ずるものとみなすことによって、話のつじつまを合わそうというわけである。

182) K. Honda, "On a Further Development of the New Theory of Magnetism" Sci. Rep. Tôhoku Imp. Univ. **19** 745–759 (1930). 746 頁 2–6 行。

183) Fe, Co, Ni の 3 元素。Gd が強磁性であることが見出されるのは、1935 年である。<sup>184)</sup>

184) G. Urbain, P. Weiss, F. Trombe "Unnouveau métal ferromagnétique, le gadolinium" C.R. Paris **200** 2132 (1935).

ただし、私はこの論文を見ていない。『日本数学物理学会誌』 **9** No. 9 (1935 年 12 月) 438 頁にのった紹介 (紹介: 村川 梨) による。

185) 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』中の 1 冊, 1931), 28 頁。

186) 伴野雄三, 柳瀬睦男, 安河内昂「茅誠司先生を囲んで」『日本物理学会誌』 **32** No. 10 (1977 年 10 月) 814–825。819 頁左段 2–5 行。(なお、本多の論文の掲載誌は註 177 を見よ。Ann. der Phys. ではない。)

187) 勝木のインタビュー (1978 年 7 月 16 日, 東京茅事務所) にこたえて、茅は次のように述べている。「……結局、最後に行きついた所が nucleus の中には、まだその頃 neutron というものは考えておらなかったものですから、中は proton と electron がまざりあったものだという考え方なんですねえ。それで、electron は非常に早く回転して、angular momentum が proton と cancel する状態になるというね、angular momentum がなくて electron は早く回転するから magnetic moment だけになると。それで強磁性が出るという案を出してね。Annalen der Physik にそれをほめる論文がのったんですよ。スエーデンのボレリウスだったかな、ちがったかなあ、一等進歩した論文であると出て、<sup>188)</sup> みんなで大笑いしたことがある。それも老人でしたけどね。(「物性研究史聞き書きノート」勝木-XII (1978 年 7 月 16 日, 茅誠司) 5–6 頁, 発言 82–84 <sup>170)</sup> )

188) 『物理学会誌』上での発言と勝木への談話とをあわせ読むと、本多の新しい磁気学説をほめたのは、名前が B ではじまるスエーデン人、Benedicks か Borelius かであろうと思われるが、今の所私は、Ann. der Physik, Z. Phys., Phys. Z. の 1928–36 年のものに、あたってしらべたかぎりでは、茅の回想に相当すを "Benedek" (Benedicks?) ないし Borelius の論文をみつけることができていない。

- 189) 石川梯次郎『本多光太郎伝』(日刊工業新聞社, 1964)巻末の年表によれば, 本多は夫人加禰子同伴で, 1923年12月31日に出発してアメリカを訪問し, 1929年4月12日に帰国している。註190の論文は1929年4月22日(帰国の10日あと)に仙台から発信された。
- 190) K. Honda “Über den gyromagnetischen Effekt und die magnetische Ablenkung von Atomstrahlen auf Grund der neuen Theorie des Magnetismus” Z. Phys. **56** 857–861 (1929).  
(発信 1929. 4. 22, 仙台, 金研; 受理 1929. 5. 15; 発行 1929. 8. 16.) の860頁(28–37行)に次のような記述がある。「第3節 Larmor 歳差運動と熱衝突 最近私は, アメリカ合衆国横断旅行の間に, しばしば, 光学電子のLarmor 歳差運動は熱衝突によって徐々に消衰し, その結果素磁石は磁場の方向に向くのではないかと質問された。この問題は私の磁気理論の中で重要な位置をしめている, それゆえ私はここで以下の考察によって, 歳差運動が熱衝突によっては決して消衰しないことを示しておくのがよいと思う……」(下線は原文では活字の間隔がやや広く組んである)
- 191) 文献190, 860頁38行–861頁。
- 192) 文献177, (a) 693頁, (b) 999頁。
- 193) 中谷宇吉郎『寺田寅彦の追想』(甲文社, 1947)所載「先生を囲む話」第22話「ボーアの理論」(208–210頁)。なお, 「先生を囲む話」がかかれたのは1936–38年の間である。中谷は, 「六月のある晩のこと」東大の物理教室の懇話会で長岡が Bohr の原子論に関する本の紹介をやり, それをめぐって寺田, 佐野, 高橋らが討論する, その状況を活与している。この中谷の描写は, この時期の日本の物理学者の問題意識のあり方に関する一つの貴重な歴史的証言となっている。この懇話会が1924年6月17日のものであることが, 勝木によってつきとめられた。<sup>194)</sup>
- 194) 勝木渥「量子力学前夜の日本 — その一情景」(『数理科学』No.189 (1979年3月) 49–52)。
- 195) 文献190。
- 196) 文献190の第一節の冒頭(857頁)にこのように書かれている。同じことが2年後に書かれた『磁性体に関する学説』の中でも次のように述べられている。「上記原子核の模型は磁気能率を有しているから, 核外にある廻転電子の磁場(鉄の場合は数千ガウス)によってその方向に向く。従て, 原子核の磁軸と核外廻転電子のそれとは 常に一致し (下線は勝木による), 原子の磁気能率は両者の和を以て表わされる。この関係は強磁性のみならず他の元素の場合でも原子核が磁気能率を有しさえすれば成立する。故に,

核外に於て軌道運動をしている電子も核が磁気能率を有すれば、磁化されるということになる。」(10頁)、「強磁性体に於ては、原子核の合成角運動量及び熱的效果が少いから、磁場を作用せしむれば原子は相互作用に打勝って磁場の方向に向き、強磁性の現象が起るのである。」(11頁)。

- 197) この議論は奇妙である。外場 $H$ をかけたとき、核磁石は、光学電子の作る磁場と外場 $H$ との合力の方向を向くのではないか？あるいは光学電子の磁気モーメントが $H$ のまわりに歳差運動し、したがってその作る磁場も、それと $H$ との合成磁場も外場 $H$ のまわりに“歳差運動”し、そこで核の磁気モーメントも $H$ のまわりで歳差運動をする(ただし、核の磁気モーメントの外場方向の成分は外場が強いほど大きい)、と考えるのが、本多流の考察の自然な延長ではあるまいか。ところが本多は、まず核磁石だけを外場の方向に向け、ついで核磁石の磁軸は光学電子の軌道面に常に垂直だ、あるいは核磁軸の磁軸と光学電子の磁軸(回転軸)とは常に一致するのだからという理由で、光学電子の軌道面を核磁石の磁軸に垂直に、すなわち外場に垂直に向かせるのである、あるいは光学電子の磁軸を外場の方向に向けるのである。本多にとって、核の磁軸と核外電子の磁軸とはいわば“剛体的に”結合しており、外場はまず核磁石にのみ作用して核が場の方向を向き、それにともなって、核磁石と“剛体的に”結合した電子磁石も同時に外場の方向に向くのである。これはたしかに奇妙であるが、回転磁気比の異常因数  $1/2$  を出すための伏線として、本多はあえてこう考えるのである。
- 198) ここでは『磁性体に関する学説』52-53頁の記述によることにする。文献190における当該部分の説明とほぼ同じであるが、前者の方が分かりやすく説明がていねいである。
- 199) W. Sucksmith, L.F. Bates “On a Null Method of Measuring the Gyro-Magnetic Ratio” Proc. Roy. Soc. A. **104** 499-511 (1923); W. Sucksmith “The Gyro-Magnetic Ratio for Magnetite and Cobalt” *ibid.* **108** 638-642 (1925).
- 200) 文献198, 55頁。
- 201) 昭和6年1月25日に書いた、『磁性体に関する学説』の序文で「分子磁石の磁場に於ける量子化の原則は現今磁気学説に於て盛に賞用されているが、著者の之を用い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。」と本多は書いたが、核磁石の磁気モーメントに関しては、あえて $M_n = M_0$ なる“量子関係”を仮定したのである。
- 202) K. Honda “Magnetic Properties of Matter” (裳華房, 1928)。
- 203) 英文『物質の磁性』は本多の磁気研究を集大成したもので10章からなり、「初の八章には実験上の重要な事実が数多順を追うて説明してあって、最後の2章が理論にあ

本多の磁気理論と、わが国におけるWeiss理論の受容の過程Ⅳ  
てられているが、『磁性体に関する学説』の内容は、その「最後の二章に包括されるも  
のと同じである。」とはいえ『磁性体に関する学説』には本多が1929年、30年に到達  
した立場も含まれているので、『磁性体に関する学説』を本多の磁気理論の、まとまっ  
た形でのべられたものとしては、最後のものとみなすべきである。(本註における引用  
文は『磁性体に関する学説』の序文から引いた。)

204) 文献 190。

205) 文献 182。 2年前に発表した理論(文献 177 および文献 202)への小さな手直しをほ  
どこすものとのことわりがきをつけているこの論文の synopsis には「強磁場中の原子線  
のふれの現象についての量子論による通常の説明は、電子の動力学的理論と両立しない」  
と明記してある。この立場が『磁性体に関する学説』の序文の立場(註 201)の立場  
につながる。

206) 『磁性体に関する学説』 51-52 頁の記述にそって、本多の主張を記述する。

207) このようなことになっては、元も子もないではないか。磁場をかけたとき、磁場のまわ  
りに歳差運動してしまうような磁気モーメントでは磁化があらわれないからとして、角  
運動量を伴わない磁気モーメントを探しもとめて、核内電子磁性起源説に到達したの  
ではなかったか。角運動量が零の強磁性原子の核磁石を、核外電子磁石と一緒に磁場の周  
りに Larmor 歳差運動をやらしてしまつては、折角の苦心も水の泡ではないか。<sup>208)</sup>

208) 1870 (明治 3) 年 2 月 23 日 (新暦になおせば 3 月か 4 月) の生まれである本多は、  
1930 年が 60 才である。この自己の理論の整合性への批判力の欠如は、年のせいか?  
それとも、核内電子磁性起源説の論文(文献 177)の末尾に臆面もなく「この理論は)  
これまで提案されたものの中で最も完全なものとみなしうる」<sup>209)</sup>と書くくほどに自負  
していたその理論で、当時衆目をあつめた最新の実験結果を、何もかも説明しつくそう  
としたことから来た破綻であろうか。

209) 茅がスウェーデン人 "Benedek" または Borelius の言葉として記憶している「最も優れ  
た理論である」あるいは「一等進歩した論文である」(註 186, 187, 188 参照)に相当  
する言葉を、本多自身が当該論文の末尾に書きつけているわけである。

210) 「この数」というのが、原子線が 3 本に分れる、その 3 のことなのか(それならたしか  
に、本多の説明で一応の説明はなされている)、 $2\mu_B$  のことなのか、やや明らかでな  
い。文章の流れからは  $2\mu_B$  のことととるのが自然である。だとすると、例の "量子関  
係" によって周回電子に  $1\mu_B$  , 原子核に  $1\mu_B$  , あわせて  $2\mu_B$  だと本多はいいたい  
のであろうか。<sup>211)</sup>

- 211) Ni の原子線のふれについての本多の説明の変遷をたどっておこう。英文『物質の磁性』では、若干の元素の原子の、原子線のふれから算出した Bohr 磁子数の値を表にしてあるが、Ni には  $1/2$  という値が与えられている。<sup>212)</sup> そして、Ni が2つのふれたビームと1つのふれないビームを示すが、それは「ある Ni 原子は Bohr 磁子をもたず、他の原子は2磁子をもつ」ことを示している。と説明している。これは Gerlach の説明<sup>213)</sup>の一部をそのまま踏襲したものとみられるが、Gerlach が、原子線が3つに分裂したことをふまえて「Ni は原子線研究によって“多重項”が直接立証された最初の例である」と述べている、その多重項ということの本多がどれだけ理解したかは疑わしい。これに対応する文章は『磁性体に関する学説』では、Ni の「或る原子はボアの磁子をもつも有せず或る原子は1箇の磁子を有することになる。」となっている。すなわち、 $2\mu_B$  でなく、 $1\mu_B$  になっている。他方、原子の Bohr 磁子数の表では、Ni に  $2\mu_B$  がわりあてられている。
- 212) この  $1/2$  は2の誤植かもしれない。他方、 $2\mu_B$  というのは Gerlach の口移しで、本多の気持ちは『磁性体に関する学説』のそれに該当する文章に書いたように、ある原子は  $1\mu_B$ 、ある原子は0、という所にあるのだとすれば、単純に両者の平均をとって  $1/2$  にしたのかも知れないとの疑いものこる。核内電子磁性起源説の論文(文献177)では原子線のふれやジャイロ磁気効果は論じておらず、1929年以後の論文・著書では解釈が変ってしまっているのだから、英文『物質の磁性』に書かれている原子線のふれ(やジャイロ磁気効果)に関する記述の一部が、本多の考えを反映したものなのか誤植によるものなのかを、本多の他の著述と比べて確かめるべきがない。
- 213) W. Gerlach “Über die Richtungs quantelung im Magnetfeld II. Experimentelle Untersuchungen über das Verhalten normaler Atome unter magnetischer Kraftwirkung” Ann. der Phys. 76 163–197 (1925) (発信1924年9月, Frankfurt a. M; 受理1924年10月7日), 196頁。