

§ 20 磁性体と静磁場

永久磁石や電磁石は Fe などの金属を強く引きつける．また，中空円筒のソレノイド・コイルの内部に Fe 金属棒を挿入すると，コイルの電流は同じであっても，発生する磁場強度 (\mathbf{H})，磁束密度 (\mathbf{B}) は著しく増大する．このような事実は，永久磁石，電磁石，ソレノイド・コイルの磁場により金属 Fe が磁化することを意味する．外部磁場により磁気双極子が誘起され磁性をおびる．物質が静電場の下に置かれた時，電気双極子が誘起されて分極する現象に似ている．

1) 物質の磁化：磁化電流と磁化ベクトル

Fe 金属棒を挿入したソレノイド・コイルが著しく強い磁場を生み出す事実を，アンペールは，挿入した Fe 金属棒内部の微小な円形“分子電流” (図 20-1) から，次のように説明した．普通の状態では，Fe 金属棒内部の“分子電流”の軸

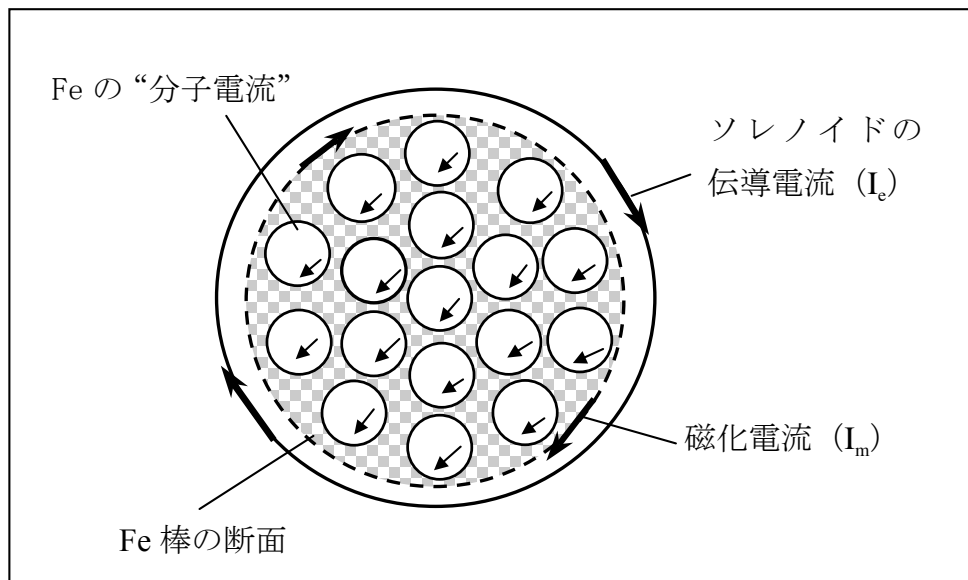


図 20-1. ソレノイド中の Fe の“分子電流”と磁化電流.

は色々な方向を向いており，“分子電流”の軸を平均しても特定方向性が出て

こない。即ち，“分子電流”の巨視的平均値は0である。これがソレノイドに電流を流さない時のFeの状態であると考え。しかし、ソレノイドに電流を流すと、Feは軸方向の静磁場の中に置かれたことになり，“分子電流”の軸が電流磁場の方向に揃う。“分子電流”の軸が揃うと、内部で隣接する“分子電流”は相互に打ち消し、Feの表面部分のみに電流が残る。これが「磁化電流 (I_m)」となる。外部から流れるソレノイドのコイル導線電流は「伝導電流 (I_0)」と呼ばれ、「磁化電流 (I_m)」と区別される (図 20-1)。この二種類の電流が重なり合って強め合い、大きな磁気双極子モーメントを生み、強い磁束密度 \mathbf{B} (磁場) を与えると解釈する。「磁化電流 (I_m)」が生じ、磁気双極子モーメントが生じることを「磁化」と言う。磁化が起こる物質を「磁性体」を呼ぶ。

磁場の下に置かれた物質について、磁気双極子モーメントの巨視的な平均値を求め、単位体積当たりの磁気双極子モーメントの値 (磁気双極子モーメント密度) にしたものは、**磁化ベクトル**(magnetization vector) と呼ばれる。この磁化ベクトルをここでは、 $\mathbf{M}(\mathbf{x})$ と表記する。一般的には巨視的物質内の位置 \mathbf{x} の関数である。即ち、単位体積当たり磁気双極子モーメントが n 個あり、その磁気双極子モーメント・ベクトルの平均を $\bar{\mathbf{m}} = (1/n) \sum_{k=1}^n \mathbf{m}_k$ とすると、磁化ベクトル

\mathbf{M} は

$$\mathbf{M} = n \cdot \bar{\mathbf{m}} \quad [N \cdot A^{-1} \cdot m^2 / m^3] \quad (1)$$

§ 19-(42)で記したように磁気双極子モーメントの次元は $[N \cdot A^{-1} \cdot m^2]$ であるから、 $\mathbf{M}(\mathbf{x})$ はこれを体積で割った次元を持つ。電場 \mathbf{E} の下に置かれた誘電体の分極ベクトル $\mathbf{P}(\mathbf{x})$ に対応する。

磁気双極子モーメントの定義は、真空の透磁率 $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} (N \cdot A^{-2})$ を含める場合と μ_0 を含めない場合の、二通りがあるので注意が必要。ここでは μ_0 を含めた磁気双極子モーメントを用いている。しかし、 μ_0 を含めない定義を用いると、 \mathbf{M} の次元は $[A \cdot m^2 / m^3] = [A/m]$ となる。

アンペールの考え方は、図 19-5 で述べた「環状電流の集合体」の考え方のことである。前節の「ボーア磁子」に関連して述べたように、今日的理解では、“Fe の分子電流” は、Fe の電子の原子核の周りの軌道運動と、電子それ自身が持つスピン（自転運動）に由来する磁気モーメント、さらに結晶内での磁気モーメントの相互作用の結果に対応する。事実上は、電子自身が持つスピン磁気モーメントとその協力現象が重要である。しかし、“磁荷” を想定するのではなく、「原子サイズの環状電流，回転する電流」の軸が物質内で揃うとする立場は大変的を射たものであるので、アンペールの“分子電流” は以後も使うこととする。

2) 常磁性，反磁性，強磁性

磁場の下に置かれた物質が示す誘起磁気双極子モーメントは、基本的には、次の二つに機構で生じると理解されている。第一は、その物質を構成している原子自体がもともと磁気モーメントを持っている場合で、具体的には、開殻電子配置の 3d 電子を持つ鉄族元素，4f 電子を持つランタニド（希土類元素），5f 電子を持つアクチニドなどの原子・イオンなどが該当する。外部磁場がない状態では、その向きは原子・イオンの熱運動によりランダムであるが、図 20-1 のような状況で外部磁場のもとに置かれると、外部磁場の方向に原子・イオンの

磁気モーメントが揃う傾向を示す。その結果、巨視的にも磁気双極子モーメントを示す。図 20-1 のような状況を考えると、外部磁場を生じる伝導電流と同じ向きの磁化電流が生じる。第二の機構は、原子自体が磁気モーメントを持っていない場合でも、非常に小さな磁気双極子モーメントが誘起される機構である。コイルを外部磁場の下に置くと、電磁誘導によりコイル中に電流が流れる（電磁誘導については、§ 21 で述べる）。磁場を打ち消すように電磁誘導による電流が生じる。これと類似する現象がミクロにも起こると考えられる。図 20-1 のような状況では、伝導電流と反対の向きの磁化電流が生じる。個々の原子にも非常に小さいながら磁気モーメントが生じ、その向きは外部磁場と反対である。

第一の機構による誘起磁気モーメントの方が、第二の機構で誘起される磁気モーメントより遥かに大きい場合は、外部磁場と同じ向きに巨視的な誘起磁気双極子モーメントが生じる。このような磁化を示す物質は、**常磁性物質** (paramagnetic materials) と呼ばれる。閉殻電子配置の 3d 電子を持つ鉄族元素、4f 電子を持つ希土類元素の原子・イオンを含む物質はこのような常磁性物質の代表である。一方、第二の機構のみにより、外部磁場とは反対の向きに、僅かな巨視的誘起磁気双極子モーメントが生じる物質は、**反磁性物質** (diamagnetic materials) と呼ばれる。4f 電子を持つ希土類元素でも、閉殻電子配置となっている Lu^{3+} イオンの化合物は反磁性物質である。4f 電子を持たないがランタニド（希土類元素）の一員にされている La の 3+ イオン化合物も反磁性物質である。

図 20-1 のような状況で、Fe や Ni は非常に大きな誘起磁気双極子モーメントを生じるが、これは上の二つの機構では説明できない。Fe や Ni は閉殻電子配置

の 3d 電子が存在するので、Fe や Ni の原子は磁気モーメントを持っている。Fe や Ni 原子は結晶構造を作っているが、これらの原子位置には磁気モーメントを持つ原子が存在しているので、隣り合う原子位置の磁気モーメントの間には、強い量子力学的相互作用が働き、結果として、磁気モーメントを揃え、巨視的にも非常に大きな磁気モーメントを生じる。しかし、外部磁場がない場合は、あらゆる部分で磁気モーメントが揃っている訳ではない。磁区 (magnetic domain) と呼ばれる 10^{-5} m サイズの領域内では、磁気モーメントが揃っているが、隣接する磁区では磁気モーメントの向きが反対であるような状況が実現している。従って、巨視的な磁気モーメントの平均値 (\mathbf{M} , 磁化ベクトル) を求めると 0 となる。このような物質に外部磁場を印加すると、それぞれの磁区の磁気モーメントが一斉に同じ向きに揃う。大きな磁化ベクトルが外部磁場の向きに生じる。このような磁化を示す物質は**強磁性物質** (ferromagnetic materials) と呼ばれる。強磁性物質は、一般に、強い磁場をかけて全ての磁区の磁気モーメントを揃えた後、この外部磁場を 0 に戻しても、磁化ベクトル \mathbf{M} が 0 に戻らない (図 20-3-(2)も参照のこと)。このような性質が著しい強磁性物質が**永久磁石**として利用される。

強磁性物質は非常に強い常磁性体であると言えるが、一方、非常に強い反磁性体は、水銀や鉛などの金属が極低温 (< 8 K) で示す超伝導 (superconductivity) 状態に見ることが出来る。化合物でも $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{CaCu}_3\text{O}_{10}$ は、それぞれ、90, 120 K で超伝導状態になることが 1980 年代に明らかにされた。“極低温 (< 8 K)” ではないと言う意味で、“高温”超伝導物質と呼ばれる。超伝導物質を一樣な磁場のもとに置いても、磁束線は超伝導物質のところで曲げられ、内部に

入らない。これはマイスナー効果 (Meissner effect) と呼ばれる。超伝導物質内部の磁束密度 \mathbf{B} は常に 0 であることを意味するが、外部磁場の効果を完全に打ち消してしまう完全反磁性体に特有な磁化電流に依るとされる³⁵⁾。

3) 磁化電流と磁化ベクトル

磁性体内部の磁化電流[$\mathbf{i}_m(\mathbf{x})$]と磁化ベクトル[$\mathbf{M}(\mathbf{x})$]の関係について考える。

図 20-1 で述べたように、磁性体内部の磁化電流[$\mathbf{i}_m(\mathbf{x})$]は全て相殺されて、磁化電流は磁性体表面のみに残る場合から考える (図 20-2)。

一様に磁化した円筒形磁性体の内部には \mathbf{M} の磁化ベクトルが生じているとする。そして、円筒の側表面上に、円筒の単位長さ当たり I_m の磁化電流が存在するとする。厚さ Δs の円筒素片の円盤周囲に $I_m \Delta s$ の電流が存在している。この環状電流は円形コイル電流であるから、コイル面積との積は磁気双極子モーメントを与え、 $\mu_0 JS = \mu_0 (I_m \Delta s) S$ となる。一方、この円筒素片の円盤の磁気双極子モーメントは \mathbf{M} の定義より、 $M \Delta V = M(S \Delta s) = \mu_0 (I_m \Delta s) S$ となる。故に、両者を等置することで、磁化ベクトルと磁化電流の関係は、

$$M = \mu_0 I_m \quad (2)$$

となる。 I_m は円筒の単位長さ当たり磁化電流であることに注意。

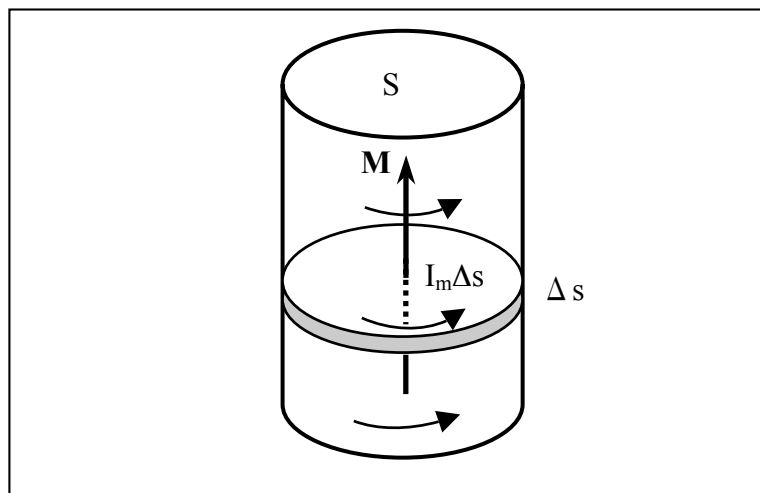


図 20-2. 一様に磁化した円筒形磁性体の磁化ベクトルは \mathbf{M} . 幅 Δs の側面には $I_m \Delta s$ の円形電流が流れている。

次に、磁性体内部の“分子電流”が完全には相殺されず、磁性体内部の磁化ベクトル $\mathbf{M}(\mathbf{x})$ が場所によって異なり、磁化電流[$\mathbf{i}_m(\mathbf{x})$]が内部に存在する場合を考える (図 20-3)。まず、 z 軸方向の磁化ベクトル \mathbf{M} を考え、この値が x 軸方向で

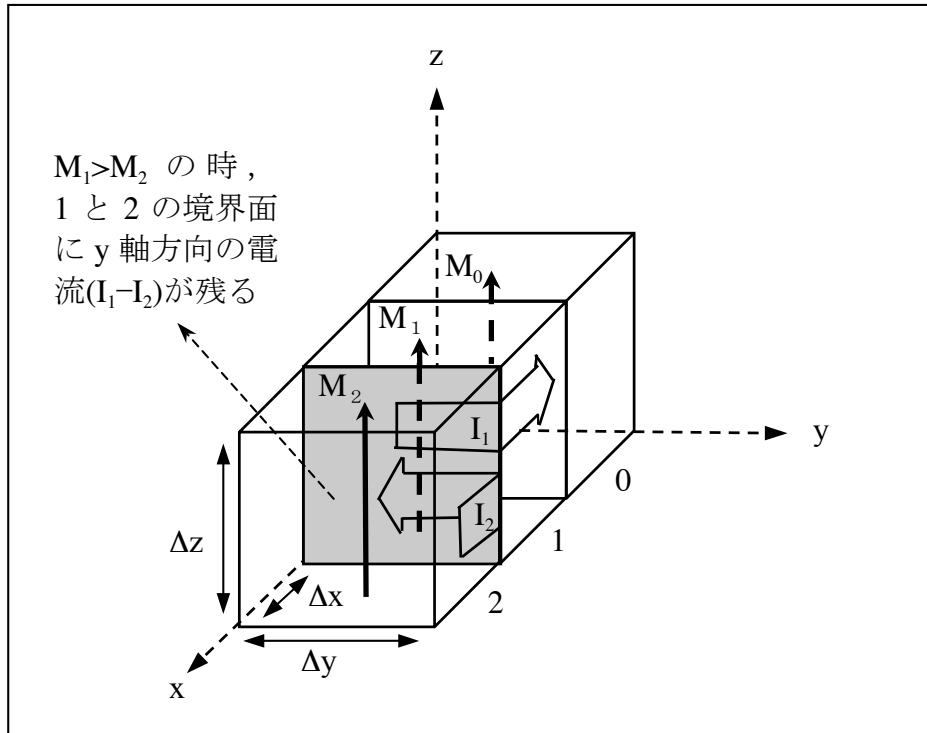


図 20-3. 微小領域“1”と“2”の磁化ベクトルが、それぞれ、 M_1 と M_2 であり、 $M_1 > M_2$ の時、両者の境界面に y 軸方向の電流 $(I_1 - I_2)$ が残る。

隣り合う微小領域“1”と“2”の磁化ベクトルが、それぞれ、 z 軸方向に M_1 と M_2 であり、 $M_1 > M_2$ の場合を考える。各領域では、 z 軸方向の磁化ベクトルを取り囲む面内に、磁化電流 I_1 と I_2 が生じている (図 20-3)。それぞれの領域で、磁気双極子モーメントは、

$$M_1 \cdot (\Delta x \Delta y \Delta z) = \mu_0 \cdot I_1 \cdot (\Delta x \Delta y), \quad M_2 \cdot (\Delta x \Delta y \Delta z) = \mu_0 \cdot I_2 \cdot (\Delta x \Delta y)$$

と表現できる。これを整理して、両者の差をとると、

$$M_1 \cdot \Delta z = \mu_0 \cdot I_1, \quad M_2 \cdot \Delta z = \mu_0 \cdot I_2 \quad (3)$$

$$\mu_0 \cdot (I_1 - I_2) = (M_1 - M_2) \cdot \Delta z > 0 \quad (4)$$

図 20-3 から判るように、この残余の磁化電流 ($I_1 - I_2$) は y 軸方向に流れる。これを磁化電流の密度に変換する。この電流は xz-面を垂直に貫くから、($I_1 - I_2$) を $\Delta x \Delta z$ で割れば、磁化電流 $\mathbf{i}_m(\mathbf{x})$ の y 成分となる。

$$(\mathbf{i}_m)_y = \frac{(I_1 - I_2)}{\Delta x \Delta z} = \frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{(M_1 - M_2)}{\Delta x} = -\frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{(M_2 - M_1)}{\Delta x} = -\frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{\Delta M_z}{\Delta x}$$

$(M_1 - M_2)/\Delta x = -(M_2 - M_1)/\Delta x = -(\Delta M/\Delta x) \rightarrow -(\partial M_z/\partial x)$ で、磁化ベクトルは z 軸方向を向いているから、磁化ベクトルの x 軸方向の勾配に負符号を付けたものに等しい。故に

$$(\mathbf{i}_m)_y = -\frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{\partial M_z}{\partial x} \quad (5)$$

となる。

次に考えるべきは、y 軸方向に隣り合う領域での残余の磁化電流である。図 20-3 で、微小領域 “1” の y 軸の正側隣に “2” の領域を考える。それぞれ、z 軸方向に M_1 と M_2 で、 $M_1 > M_2$ とする。両者の境界面で、x 軸の負方向に磁化電流の残余 ($I_1 - I_2$) が生じることは、図 20-3 で領域 “1” と領域 “2” 位置関係を考えれば理解できる。

$$(\mathbf{i}_m)_x = \frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{\partial M_z}{\partial y} \quad (6)$$

となる。(5) と違って負符号が付かないのは、磁化電流の残余 ($I_1 - I_2$) が x 軸の負方向を向くからである。

z 軸方向で隣り合う領域での残余磁化電流は、磁化モーメント \mathbf{M} が z 軸を向いているから、z 軸に平行な磁化電流は存在しないので考えなくても良い。

後は、 \mathbf{M}_x , \mathbf{M}_y の磁化ベクトルを、上記の \mathbf{M}_z の場合と同様に考えれば良い。

そして、一般の磁化ベクトル $\mathbf{M}=(\mathbf{M}_x, \mathbf{M}_y, \mathbf{M}_z)$ を成分に分けて考えれば良い。

(5) を (y, z, x) と見なすと、これを一つだけ巡回させた (z, x, y) は、

$$(\mathbf{i}_m)_z = -\frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{\partial M_x}{\partial y}$$

になり、さらに巡回させた (x, y, z) は

$$(\mathbf{i}_m)_x = -\frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{\partial M_y}{\partial z}$$

となる。(6) についてもこれを (x, z, y) と見なし、一つだけ巡回させた (z, y,

x) は、

$$(\mathbf{i}_m)_z = \frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{\partial M_y}{\partial x}$$

を与え、さらにもう一つだけ巡回させた (y, x, z) は

$$(\mathbf{i}_m)_y = \frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{\partial M_x}{\partial z}$$

を与える。各成分二個ずつあるので、これらを加えて以下の結果となる。

$$\begin{aligned} (\mathbf{i}_m)_x &= \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\partial M_z}{\partial y} - \frac{\partial M_y}{\partial z} \right) \\ (\mathbf{i}_m)_y &= \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\partial M_x}{\partial z} - \frac{\partial M_z}{\partial x} \right) \\ (\mathbf{i}_m)_z &= \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\partial M_y}{\partial x} - \frac{\partial M_x}{\partial y} \right) \end{aligned} \quad (7)$$

一つの式にまとめれば、

$$\mathbf{i}_m(\mathbf{x}) = \frac{1}{\mu_0} \text{rot } \mathbf{M}(\mathbf{x}) \quad (8)$$

である。磁化電流は磁化ベクトル \mathbf{M} の回転を真空の透磁率で割ったものである。

4) 磁化電流も含めたアンペールの法則

(8)の結果は、物質が磁化する際には不可避免的に磁化電流が物質に生じること
を表す。この磁化電流は、通常の電荷移動による電流とは区別されるものの、
電流であることは同じである。

§ 18-7 で微分形のアンペールの法則を得た。その結果は、

$$\text{rot}\mathbf{B}(\mathbf{x}) = \mu_0\mathbf{i}(\mathbf{x}) \quad (\text{§ 18-35-1})$$

で、これは磁場強度 \mathbf{H} で書けば、

$$\text{rot}\mathbf{H}(\mathbf{x}) = \mathbf{i}(\mathbf{x}) \quad (\text{§ 18-35-2})$$

であった。電流密度が磁場に直結することを表すと述べた。(8)の磁化電流も電
流であるから、真空だけではなく物質内部も含めて考える場合には、(8)の磁化
電流を(§ 18-35-1)の右辺に含めておかねばならない。従って微分形のアンペー
ルの法則は、物体内部も含めて、

$$\text{rot}\mathbf{B}(\mathbf{x}) = \mu_0\{\mathbf{i}(\mathbf{x}) + \mathbf{i}_m(\mathbf{x})\} \quad (9)$$

となる。

(8)を使って $\mathbf{i}_m(\mathbf{x})$ を左辺に移行すれば、

$$\text{rot}\{\mathbf{B}(\mathbf{x}) - \mathbf{M}(\mathbf{x})\} = \mu_0\mathbf{i}(\mathbf{x}) \quad (10)$$

である。(§ 18-35-2)の磁場強度 \mathbf{H} も次のように再定義しなければならない。

$$\mathbf{H}(\mathbf{x}) = \frac{1}{\mu_0}\{\mathbf{B}(\mathbf{x}) - \mathbf{M}(\mathbf{x})\} \quad (11)$$

となる。このように定義した磁場強度 \mathbf{H} は、物体内部であっても、通常の電荷
の移動による電流 $\mathbf{i}(\mathbf{x})$ だけに結びつく式、

$$\text{rot}\mathbf{H}(\mathbf{x}) = \mathbf{i}(\mathbf{x}) \quad (12)$$

となり，真空中の式(§ 18-35-2)と全く同じである．

§ 13-4 で，電場の下での誘電体の分極を考慮し，電束密度 \mathbf{D} を定義した．

$$\mathbf{D}(\mathbf{x}) = \epsilon_0 \mathbf{E}(\mathbf{x}) + \mathbf{P}(\mathbf{x}) \quad (\text{§ 13-16})$$

そして，ガウスの法則に使い，“真電荷”，“真電荷密度”との関係を論じた．

$$\int_S \mathbf{D}(\mathbf{x}) \cdot \mathbf{n}(\mathbf{x}) dS = Q \quad (\text{§ 13-23})$$

$$\text{div} \mathbf{D}(\mathbf{x}) = \rho(\mathbf{x}) \quad (\text{§ 13-24})$$

(11)の $\mathbf{H}(\mathbf{x}) = (1/\mu_0)\{\mathbf{B}(\mathbf{x}) - \mathbf{M}(\mathbf{x})\}$ を(§ 13-16)に対応させて考える議論があるが，両者はぴったりと対応しないので，その理由が色々付記されていることが多い．しかし，(11)は次のように，

$$\mathbf{B}(\mathbf{x}) = \mu_0 \mathbf{H}(\mathbf{x}) + \mathbf{M}(\mathbf{x}) \quad (13)$$

と表現できるので，この方が(§ 13-16)にぴったりと対応する．“磁荷”は存在しないので， $\text{div} \mathbf{B}(\mathbf{x}) = 0$ であり，(§ 13-24)に対応する．真空の静電場・静磁場の対比を § 19-2 で議論した．物質磁場を考えた場合も(12)は同じである．また，物質の誘電分極，磁化を考える場合は， $\mathbf{D}(\mathbf{x})$ と $\mathbf{B}(\mathbf{x})$ に分極ベクトルと磁化ベクトルがそれぞれ加わり(§ 13-16)と(13)になる．内容は変更されるものの，形式は真空の静電場・静磁場と変わらないので，両者の対応も変わらない．

5) 磁化率と透磁率

§ 13 での誘電体の議論では，外部電場が比較的小さくて，等方的な誘電体では，誘電体の分極ベクトルは外的電場に比例すると述べた．

$$\mathbf{P}(\mathbf{x}) = \chi_e \mathbf{E}(\mathbf{x}) \quad (\text{§ 13-18-1})$$

比例定数 χ_e が電気感受率(electric susceptibility)で、真空の誘電率 ϵ_0 と同じ次元 $[C^2 \cdot N^{-1} \cdot m^{-2}]$ を持つ。(13-16)に代入して、

$$\mathbf{D}(\mathbf{x}) \equiv \epsilon_0 \mathbf{E}(\mathbf{x}) + \mathbf{P}(\mathbf{x}) = (\epsilon_0 + \chi_e) \mathbf{E}(\mathbf{x}) = \epsilon \mathbf{E}(\mathbf{x}) \quad (\S 13-19-1)$$

で、誘電体の誘電率は $\epsilon \equiv \epsilon_0 + \chi_e$ であった。磁性体の磁化ベクトル \mathbf{M} に対しても、比較弱い磁場で等方的物質に対して、磁場強度 \mathbf{H} との間の比例関係を考えることができる。

$$\mathbf{M}(\mathbf{x}) = \chi_m \mathbf{H}(\mathbf{x}) \quad (14)$$

比例定数 χ_m が磁化率(magnetic susceptibility)で、磁化率の値は常磁性物質では正、反磁性物質では負である。これを(13)に代入して、

$$\mathbf{B}(\mathbf{x}) = \mu_0 \mathbf{H}(\mathbf{x}) + \mathbf{M}(\mathbf{x}) = (\mu_0 + \chi_m) \mathbf{H}(\mathbf{x}) = \mu \mathbf{H}(\mathbf{x}) \quad (15)$$

となる。 $\mu \equiv \mu_0 + \chi_m$ を物体の透磁率 (magnetic permeability) と呼ぶ。

§ 13 で述べたように、誘電体の場合、 $\chi_e = \bar{\chi}_e \cdot \epsilon_0$ として無次元の $\bar{\chi}_e$ を電気感受率として用いることも出来る。この場合は、

$$\mathbf{P}(\mathbf{x}) = \bar{\chi}_e \epsilon_0 \mathbf{E}(\mathbf{x}) \quad (13-18-2)$$

となる。これを(13-16)に代入して、

$$\mathbf{D}(\mathbf{x}) \equiv \epsilon_0 \mathbf{E}(\mathbf{x}) + \mathbf{P}(\mathbf{x}) = (1 + \bar{\chi}_e) \epsilon_0 \mathbf{E}(\mathbf{x}) \quad (13-19-2)$$

で、比例定数 $(\epsilon_0 + \chi_e) = \epsilon_0 (1 + \bar{\chi}_e)$ が個々の誘電体を特徴付ける誘電率(ϵ)であり、

$$\epsilon \equiv \epsilon_0 + \chi_e = \epsilon_0 (1 + \bar{\chi}_e) \quad (13-20)$$

現実物質の誘電率(ϵ)を論ずる場合、 $\epsilon_r \equiv (\epsilon/\epsilon_0)$ で定義される比誘電率を用いることが多いことも述べた。磁化率 χ_m の場合も同様に、

$$\mu \equiv \mu_0 + \chi_m = \mu_0 (1 + \bar{\chi}_m)$$

として、無次元量の磁化率 $\bar{\chi}_m = \chi_m / \mu_0$ を用いたり、比透磁率 $k_\mu \equiv \mu / \mu_0$

$$k_{\mu} \equiv \mu/\mu_0 = (1 + \chi_m/\mu_0) = (1 + \bar{\chi}_e)$$

を用いたりする。その場合、

$$\mathbf{B}(\mathbf{x}) = \mu\mathbf{H}(\mathbf{x}) = k_{\mu}\mu_0\mathbf{H}(\mathbf{x})$$

となる。常磁性と反磁性の物質における磁束密度 \mathbf{B} と磁場強度 \mathbf{H} の関係を模式的に示したのが、図 20-3 の(1)である。強磁性体の振る舞いは図 20-3 の(2)に

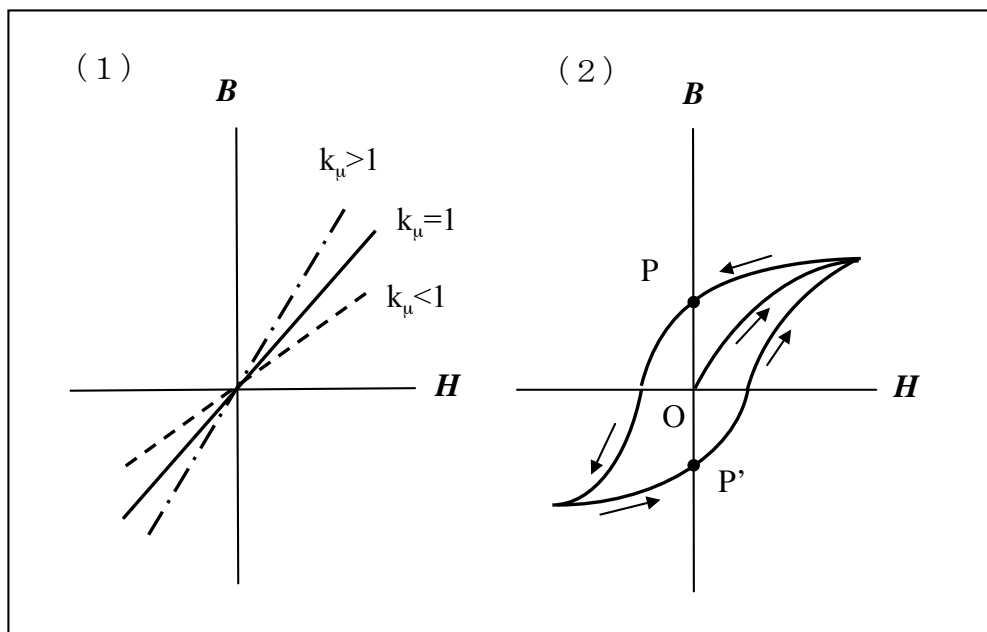


図 20-3. (1) 常磁性と反磁性の物質における B と H の模式的な関係、 $(k_{\mu} > 1)$ が常磁性、 $(k_{\mu} < 1)$ が反磁性。(2) 強磁性体での B と H の関係。

示す。誘電体の $\varepsilon = \varepsilon_0 + \chi_e$ は常に真空の誘電率より大きいですが、磁性体の磁化率は負にもなるので、真空の透磁率より大きいとは限らない。実際は、通常物質の透磁率は真空の透磁率よりかなり小さいので、物質の透磁率 μ は真空の透磁率 μ_0 に近い値である。

図 20-3 の (2) から判るように、強磁性体の B - H の関係は直線ではなく、ヒステリシス（履歴現象）がある。始めは原点 O からはじめて磁場強度 H を増

大してゆく時、 H が小さい時は、 $B-H$ は直線的であるが、磁束密度 B は次第に飽和する、その後、磁場強度 H を 0 にしても、 B は 0 にはならない (点 P)。永久磁石の原因である。

§ 19-2 で議論した真空中での静電場と静磁場の比較 (図 19-1. 静電場と静磁場の対応性) では、真空の誘電率 (ϵ_0)、透磁率 (μ_0) が定数係数として表れた。物質を誘電体、磁性体として考えた場合は、真空の誘電率 (ϵ_0) \rightarrow 物質の誘電率 (ϵ)、透磁率 (μ_0) \rightarrow 物質の透磁率 (μ) と置き換えれば良いだけである。その逆の置き換えも可能である。

ただし、そこでの基本的仮定である等方的誘電体、等方的磁性体、電気的感受率、磁化率が近似的にも成立する範囲の電場・磁場の議論であることは忘れてはならない。異方性の誘電体や磁性体を取り扱う場合は別途の議論が必要になる。強磁性体はこの仮定の範囲には入らないし、強誘電体なども同じく議論の対象からは外れる。