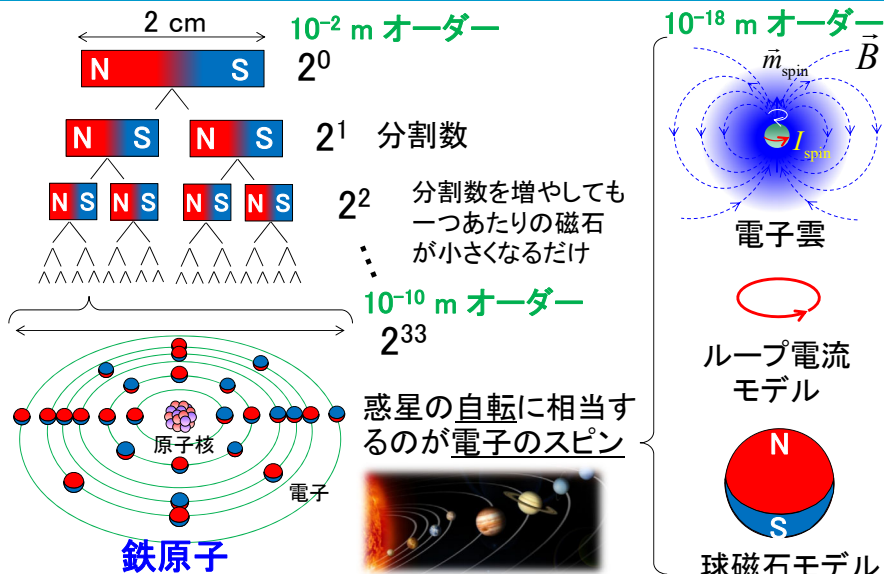


磁化と磁化電流

1st 2011/04/22

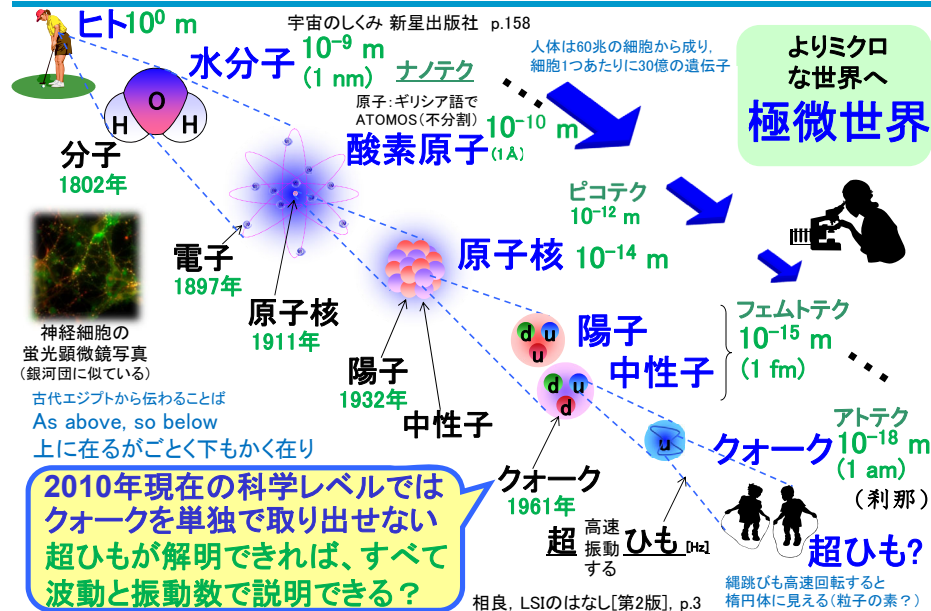
Lst 2023/12/23

磁気ダイポールモーメントの根源

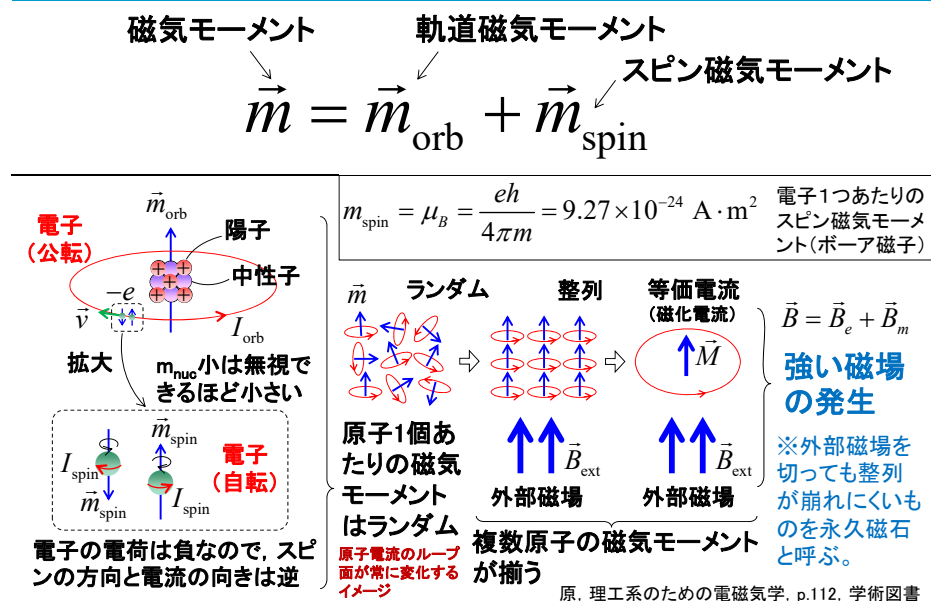


Newton ``磁石とスピン,`` pp.42-43, 2016/6. より引用

素粒子の大きさ



磁気ダイポールモーメント



原, 理工系のための電磁気学, p.112, 学術図書

磁性体の種類

磁性体

※ 液体窒素で冷却(-270°C)したときに現れる
完全反磁性体(強力な反磁性:マイスナー効果)=超伝導

→ **反磁性体** $\vec{m} = \vec{m}_{orb} + \vec{m}_{spin} = 0$

Au, Ag, Cu, Pb, Hg, H₂O, ...

→ **常磁性体** $\vec{m} = \vec{m}_{orb} + \vec{m}_{spin} \neq 0$

O₂, Al, Pt, Pd, ...

→ **強磁性体** $\vec{m} = \vec{m}_{orb} + \vec{m}_{spin} \gg 0$

ギリシア語:
leros(強い)
ラテン語:
Ferrum(鉄)

→ **フェロ磁性** $\vec{m}_{orb} \ll \vec{m}_{spin}$

Fe, Co, Ni, Gd, ...

→ **フェリ磁性** $\vec{m}_{orb} < \vec{m}_{spin}$

Ferrite (FeO·Fe₂O₃, MnO·Fe₂O₃, ...)

※ 酸化鉄を主成分とする無機材料の総称(1993東工大)

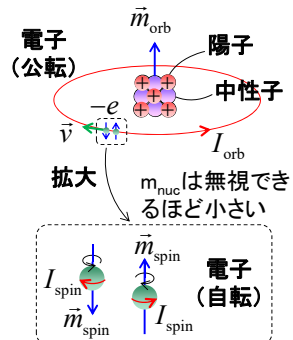
W. H. Hayt, Engineering Electromagnetics 6th, pp.288-292, McGraw-Hill, 2001.

反磁性体

外部磁場を加えると反対方向に僅かな磁場を発生する(捻くれ者)

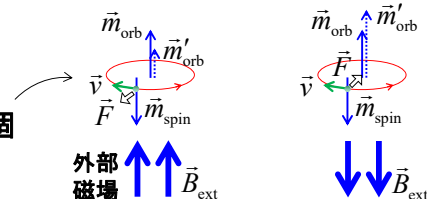
前提:原子1つあたりの磁気モーメントは打ち消し合ってゼロ

$$\vec{m} = \vec{m}_{orb} + \vec{m}_{spin} = 0$$



電子の電荷は負なので、スピンの方向と電流の向きは逆
Griffiths, Introduction to electrodynamics 3rd, pp.260-261 prentice hall, 1999.

- 外部磁場が上向きに加えられた場合(左下)
(1) ローレンツ力により軌道電子は外向きの力を受けるが、量子化軌道は広がらないので電子の速度が落ちる。
(2) 軌道電流が弱まる(m_{orb} が小さくなって m'_{orb} になる)。
(3) 前提条件の釣り合いが崩れて、外部磁場と逆向きに磁気モーメント $|m_{orb} - m'_{orb}|$ が発生する。



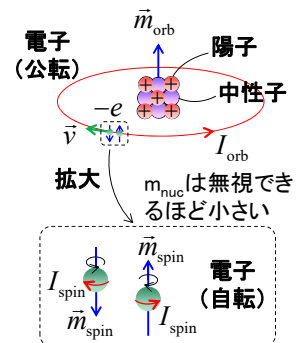
- 外部磁場が下向きに加えられた場合(右下)
(1) ローレンツ力により軌道電子は内向きの力を受けるが、量子化軌道は狭まらないので電子の速度が上がる。
(2) 電流が強まる(m_{orb} が大きくなって m'_{orb} になる)。
(3) 前提条件の釣り合いが崩れて、外部磁場と逆向きに磁気モーメント $|m'_{orb} - m_{orb}|$ が発生する。

常磁性体

外部磁場を加えると同じ方向に僅かな磁場を発生する(素直者)

前提:原子1つあたりの磁気モーメントは打ち消されずに少し残っている

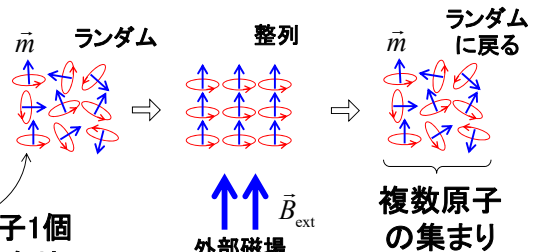
$$\vec{m} = \vec{m}_{orb} + \vec{m}_{spin} \neq 0$$



電子の電荷は負なので、スピンの方向と電流の向きは逆

W. H. Hayt, Engineering Electromagnetics 6th, pp.288-292, McGraw-Hill, 2001.

- 外部磁場が無ければ各磁気モーメントは任意の方向を向いているので、全体として磁性は示さない。
- 外部磁場を加えると、磁気モーメントが感应して外部磁場の方向に揃う。
- 外部磁場を切るともとのランダム状態に戻る。

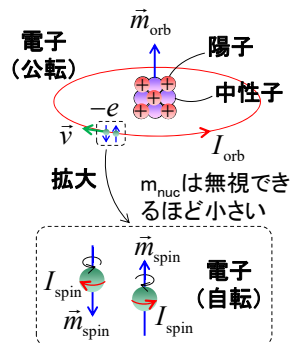


強磁性体

外部磁場を一旦加えると同じ方向に強い磁場を発生する(頑固者)

前提:原子1つあたりの磁気モーメントがうまく揃っていて大きいまま残っている

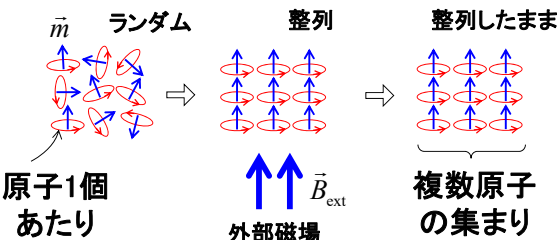
$$\vec{m} = \vec{m}_{orb} + \vec{m}_{spin} \gg 0$$



電子の電荷は負なので、スピンの方向と電流の向きは逆

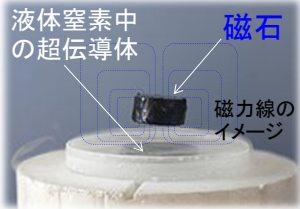
W. H. Hayt, Engineering Electromagnetics 6th, pp.288-292, McGraw-Hill, 2001.

- 高温(キュリー温度以上)であれば、原子1つあたりの磁気モーメントが崩れた状態になり、全体として磁性は示さない。
- 常温まで冷やしなから外部磁場を加えると、原子1つあたりの磁気モーメントは外部磁場に感应して方向が揃う。
- 外部磁場を切っても大半は整列状態を維持する。



完全反磁性(超伝導)

完全反磁性体(強力な反磁性:マイスナー効果)=超伝導体



※ 液体窒素などで冷却したとき(最低でも-200°C以下)に現れる現象で、ジュール損失がないことから、エネルギー問題の根本解決に繋がる究極の技術として現在も研究途上である。



Lexus, 超伝導浮上ホバーボードCMより

Serway, 科学者と技術者のための物理学(3) 電磁気学, p.883, 学術図書出版社

超伝導体臨界温度の変遷

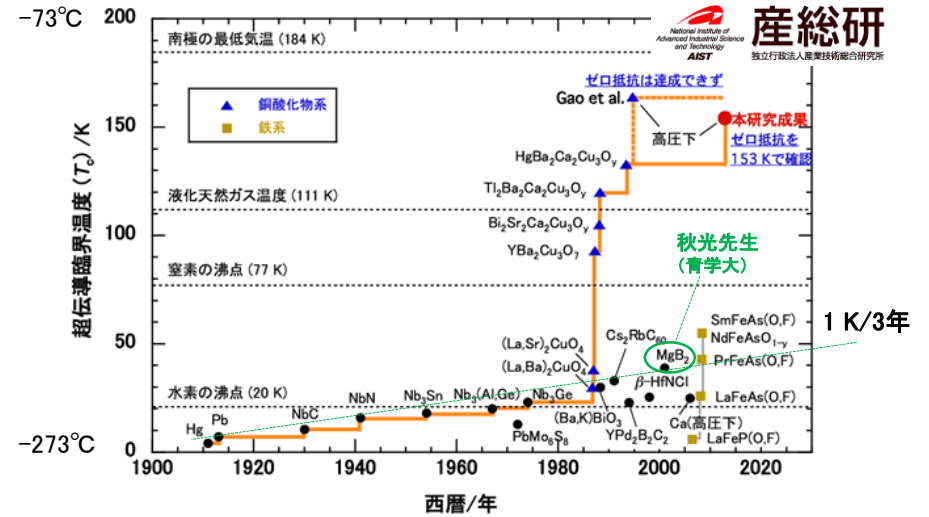


図1 超伝導材料のゼロ抵抗状態を伴う超伝導転移温度(Tc)の変遷

http://www.aist.go.jp/aist_j/press_release/pr2013/pr20130130/pr20130130.html より引用

強磁性体の種類

【フェロ磁性体】: 磁気モーメントの方向が揃っていて、全体として強い磁性を示す磁性体。



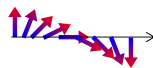
【反強磁性】: 互いに逆方向の2種類の磁気モーメントが交互に配列し、全体としては磁化がゼロになる磁性体。



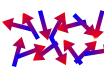
【フェリ磁性】: 互いに逆方向の2種類の磁気モーメントが存在し、交互に配列する磁性体。2種類の磁気モーメントの大きさが異なっているため、全体としては有限の大きさの磁化が現れる。



【ヘリカル(スパイラル)磁性】: 磁気モーメントの方向が一定周期で回転している磁性体。



【スピングラス】: 磁気モーメントの大きさ、方向が不規則であり、全体として磁化がゼロになっている磁性体。アモルファス磁性体もこの範疇に入る。



井上, 伊藤, 現代講座・磁気工学3 スピントロニクス 基礎編, p.16, 共立出版, 2010

磁化と磁化電流

厚みtで面積Sの薄い円板状の磁性体を考えると、全体の磁気ダイポールモーメントは原子1つあたりの磁気ダイポールモーメントの重ね合わせで表現できる。

$$\vec{m} = \sum_i \vec{m}_i = \sum_i I_b \Delta \vec{s} = I_b \sum_i \Delta \vec{s} = I_b \vec{S}$$

$$\vec{m} = \vec{M} S t = \vec{M} \vec{S} t$$

単位体積あたりの平均的な磁気ダイポールモーメントをM、磁性体の側面を流れる等価電流をJ_sbとすると、

$$\vec{M} = \frac{\sum_i \vec{m}_i}{V}$$

磁化 [A/m]

$$\vec{J}_{sb} = \vec{M} \times \hat{n}$$

磁化電流 [A/m]

磁化

13

磁化

原子1つあたりの磁気ダイポールモーメント

$$\vec{M} = \frac{\sum_i \vec{m}_i}{V}$$

磁性体の全体積

$$[A/m] = [A \cdot m^2] \div [m^3]$$

単位体積当たりの平均的な磁気ダイポールモーメント

磁化電流(表面磁化電流密度)

14

磁化電流

磁化

磁性体を外向きに貫く単位ベクトル

$$\vec{J}_{Sb} = \vec{M} \times \hat{n}$$

$$[A/m] = [A/m] \times [\text{無次元}]$$

磁性体の表面を流れる等価電流(単位長さあたり)

磁化電流

15

磁化電流

磁化

磁性体を外向きに貫く単位ベクトル

$$I_m = \int_C \vec{M} \cdot d\vec{l}$$

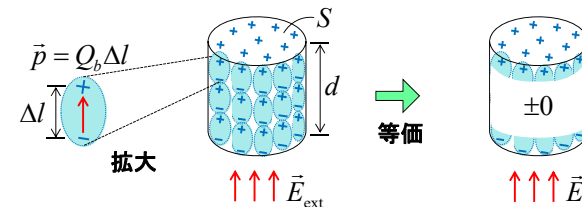
$$[A] = [A/m] \times [m]$$

磁性体の表面を流れる等価電流

分極と分極電荷

16

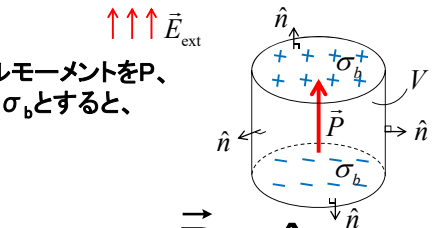
厚み t で面積 S の円柱状の誘電体を考えると、全体の電気ダイポールモーメントは分子1つあたりの電気ダイポールモーメントの重ね合わせで表現できる。



単位体積あたりの平均的な電気ダイポールモーメントを \vec{P} 、誘電体の上下面に現れる分極電荷密度を σ_b とすると、

$$\vec{P} = \frac{\sum_i \vec{p}_i}{V}$$

分極 $[C/m^2]$



$$\sigma_b = \vec{P} \cdot \hat{n}$$

分極電荷密度 $[C/m^2]$

$$\vec{P} = \frac{\sum_i \vec{p}_i}{V}$$

分極 \vec{P}

分子1つあたりの電気ダイポールモーメント \vec{p}_i

誘電体の全体積 V

$$[\text{C/m}^2] = [\text{C/m}] \div [\text{m}^3]$$

単位体積当たりの平均的な電気ダイポールモーメント

$$\sigma_b = \vec{P} \cdot \hat{n}$$

分極電荷密度 σ_b

分極 \vec{P}

誘電体を外向きに貫く単位ベクトル \hat{n}

$$[\text{C/m}^2] = [\text{C/m}^2] \times [\text{無次元}]$$

誘電体の表面に生じる等価電荷(単位面積あたり)

分極と磁化のまとめ

電界 [V/m]

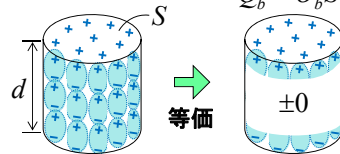
$$\vec{E} = \frac{1}{\epsilon_0}(\vec{D} - \vec{P}) = \frac{\vec{D}}{\epsilon_0} - \frac{\vec{P}}{\epsilon_0} = \vec{E}_e - \vec{E}_m,$$

分極 [C/m²]

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi_e \vec{E},$$

分極電荷 [C]

$$Q_b = \sigma_b S = \oint_S \vec{P} \cdot d\vec{s}$$



電束密度 [C/m²]

$$\begin{cases} \vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}, \\ \vec{D} = \epsilon_0 (\vec{E} + \chi_e \vec{E}) = \epsilon_0 (1 + \chi_e) \vec{E} = \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E} = \epsilon \vec{E}, \end{cases}$$

磁束密度 [T]

$$\begin{cases} \vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}) = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \vec{M} = \vec{B}_e + \vec{B}_m, \\ \vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \chi_m \vec{H}) = \mu_0 (1 + \chi_m) \vec{H} = \mu_0 \mu_r \vec{H} = \mu \vec{H}, \end{cases}$$

磁化 [A/m]

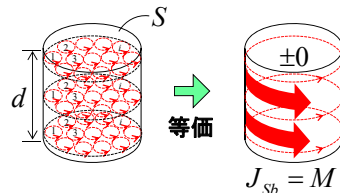
$$\vec{M} = \chi_m \vec{H},$$

磁荷 [Am]

$$Q_m = \sigma_m S = MS$$

磁界 [A/m]

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M},$$



磁化の定義

磁化 magnetization

物体は多くの磁気モーメント要素の集まりと見られるが、磁界の中に置かれたときそれらの配向が変化する。単位体積あたりの磁気モーメントを磁気分極 P_m といい、それを真空透磁率 μ_0 で割った

$$M = P_m / \mu_0$$

を磁化と呼ぶ。磁気分極 P_m のSI単位は磁束密度 B と同じで $[T] = [Wb/m^2]$ 、磁化 M のSI単位は $[A/m]$ となる。磁界の強さ H は次式

$$H = (B / \mu_0) - M$$

で定義される。磁束密度の発散は常に $\text{div} B = 0$ であるから $\text{div} H = \text{div} M$

となる。強磁性体などの特別な場合を除いて、磁氣的に等方性であるとみられる多くの物体では、 M, H, B は同じ方向となり、それらの大きさに通常比例関係がある。電界の場合との対応で、磁気分極 P_m は H に比例して誘発されるとして

$$P_m = \chi_m \mu_0 H$$

と書くと

$$B = (1 + \chi_m) \mu_0 H = \mu H$$

と書ける。 μ は媒質の透磁率と呼ばれ、SI単位は μ_0 と同じで $[H/m]$ 、 χ_m は磁化率とも帯磁率とも呼ばれ、この場合無次元である。