



早稲田大学 先端生命医科学センター  
Center for Advanced Biomedical Sciences, Waseda University

# 磁気物性・磁気光学の基礎と応用(1)

佐藤勝昭  
(独)科学技術振興機構

# 特別講義・スケジュール

- 第1回(12/18)
  - 1.磁性の基礎
    - こんなところにも磁性体が
    - 磁性体をどんどん小さくすると
  - 2.磁気光学概説
- 第2回(12/25)
  1. 磁気光学効果の応用
  2. 電磁気学に基づく磁気光学
- 第3回・第4回(未定)

磁性と磁気光学の基礎

第1章 磁性の基礎

1) こんなところにも磁性体が

# クルマと磁性体

- エコカーとして電気自動車EVやハイブリッドカーHVが注目されています。EV, HVでは動力源にモーターが使われます。EVに限らず自動車には、図1.1に示すようにたくさんのモーターが使われています。  
窓の開閉, パワーステアリング, ワイパー, ブレーキ, ミラー等々, 高級車では100個ものモーターが使われています。  
このほかにも磁性体は, センサー, トランスミッション, バルブなどにも使われています。

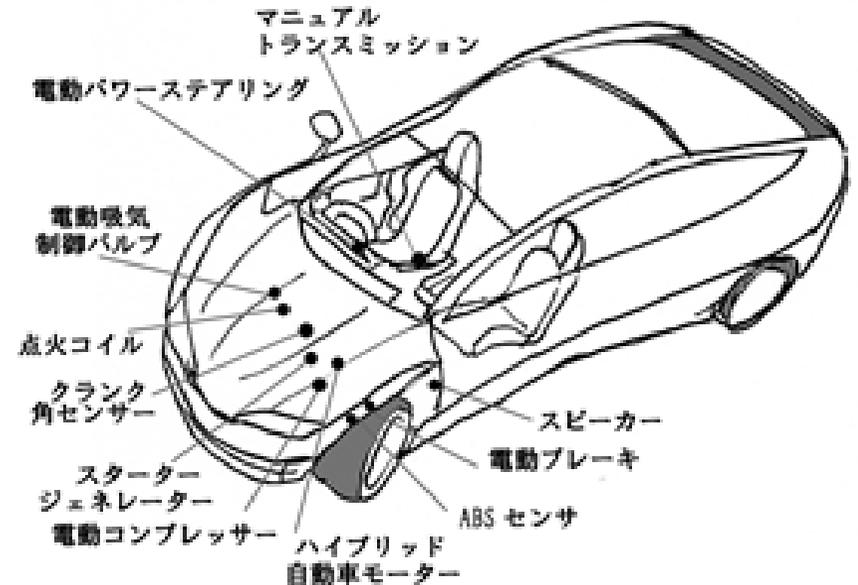


図 1.1 ハイブリッドカーには多数の磁性体が使われている

日立金属のサイト

[<http://www.hitachi.co.jp/environment/showcase/solution/materials/neomax.html>] を参考に作図

# モーターと磁性体

- 図 1.2はブラシレス・モーターの仕組みを模式的に描いたものです。中央には永久磁石という磁性体が回転子として使われています。回転子を多数の固定子を取り囲んでいます。固定子は磁性体にコイルを巻いた電磁石です。電磁石に流す電流を、隣の電磁石に電子回路によって次々に切り替えることによって電磁石が発生する磁界を移動させ、磁界に回転子がついていくことで回転します。

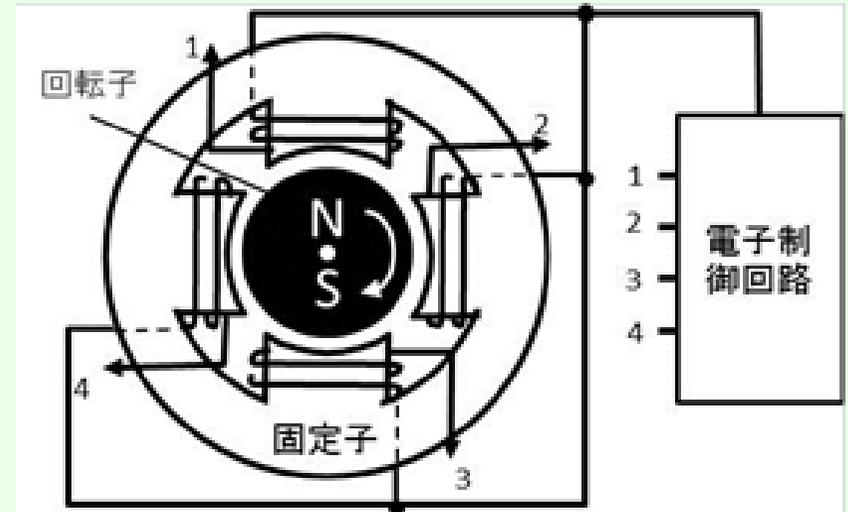


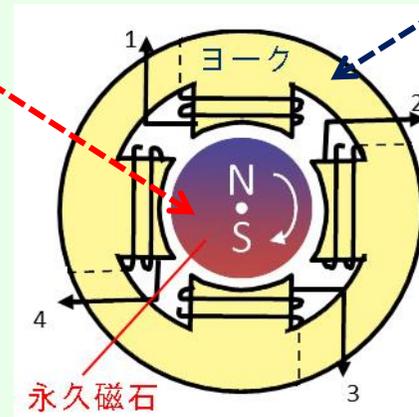
図 1.2 ブラシレス DC モーターの仕組みの模式図  
TDK のサイト  
[<http://www.tdk.co.jp/techmag/nirwa/daa00253.htm>] を参考に  
作図

# モーターの永久磁石

- 永久磁石としては、日本で開発されたネオジム磁石がつかわれています。この磁石は、レアアースであるネオジム(Nd)と鉄(Fe)の化合物 $\text{NdFe}_2\text{B}_{14}$ を主成分とするもので、温度特性を改善する目的でディスポロシウム(Dy)など他のレアアースが添加されています。磁力の強さを表すエネルギー積 $\text{BH}_{\text{max}}$ が一番高く、小型で性能のよいモーターが作れるのです。近年、世界最大の供給国である中国の生産調整によってレアアースが高騰して、マスコミを賑わせていることはご存じだと思います。

# 硬い磁性体と軟らかい磁性体

- 回転子には永久磁石が使われています。モーターの性能は、永久磁石で決まると言っても過言ではありません。
- 永久磁石にちょっとやさっと外部磁界を加えてもN・Sをひっくり返すことができませんよね。このように磁化反転しにくい磁性体をかたい磁性体(ハード磁性体)といいます。
- 磁性体のかたさを表す尺度として、N・Sを反転させるために必要な磁界の強さ『保磁力 $H_c$ 』を使います。
- 一方、固定子の電磁石においてコイルを巻くための磁心(コア)は、モーターの外枠(ヨーク)に取り付けられています。コアやヨークに使う磁性体は、電流によって発生する磁界によって直ちに大きな磁束密度が得られる磁性体でなければなりません。このためには、やわらかい磁性体(ソフト磁性体)が求められます。



# コンピュータと磁性体

- コンピュータの大容量記憶を受け持つハードディスク(HDD)には、図1.3に掲げるように多数の磁性体が活躍しています。
- このうち回転する磁気記録媒体では、デジタルの情報をNSNS・・・という磁気情報の列(トラックと呼ばれる)として円周上に記録されています。
- 一度NSの向きを記録したら、永久磁石のようにいつまでも変わらないことが必要ですから、磁気的にかたい磁性体(ハード磁性体)が使われます。ただし、永久磁石とちがって、磁気ヘッドの磁界によってNSの向きを反転できないと記録できませんから、適当な保磁力をもつ磁性体が使われます。
- よく使われるのは、コバルト(Co)とクロム(Cr)と白金(Pt)の合金の多結晶薄膜です。磁性というと鉄が思い浮かびますが、HDDの記録媒体に鉄が使われていないのはビックリですね。



図1.3 パソコンのハードディスクドライブ(HDD)には、記録媒体としてハード磁性体が、記録ヘッドにはソフト磁性体が使われている

(図の出典：佐藤勝昭「理科力をきたえるQ&A」p101)

# 変圧器(トランス)

- 交流の電圧を上げたり下げたりするための仕掛けが変圧器です。トランスにおいては、コア(磁芯)と呼ばれる軟磁性体に1次コイルと2次コイルの2つのコイルが巻いてあります。
- 1次コイルに交流電圧を加えるとコア内に交流磁束が発生、2次コイルはこの交流磁束による磁気誘導で、巻き数比に応じた交流電圧を出力します。コアには、1次電流に磁束が追従するように磁氣的に軟らかいソフト磁性体が使われます。
- トランスでは磁性体のヒステリシスや渦電流によってエネルギーが熱として失われるので、保磁力が小さく、電気抵抗率の高い材料が好まれます。このため、積層珪素鋼板やフェライトが使われます。
- 電柱の上に灰色の円筒が乗っていますが、あの円筒の容器には油の中にトランスが入っています。油は絶縁を保つとともに、トランスの熱を外に逃がす

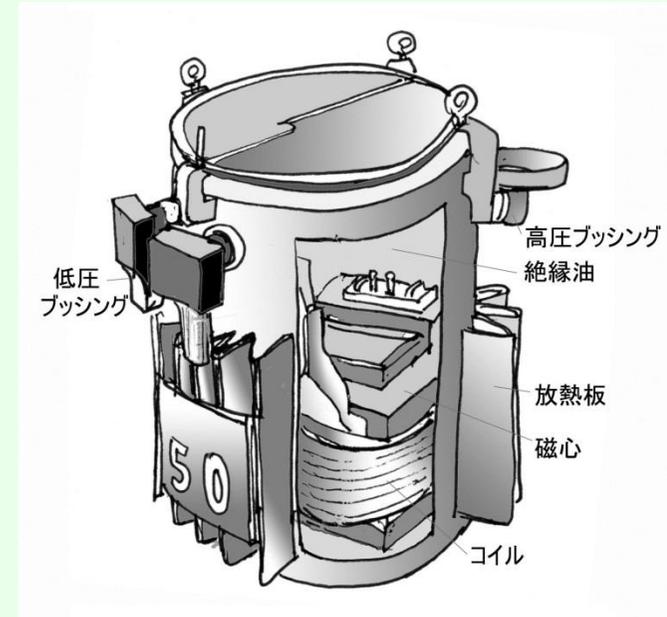


図1.4 柱上トランスには磁心としてソフト磁性体が使われている

中部電力のサイト

([http://www.chuden.co.jp/kids/kids\\_denki/home/hom\\_kaku/index.html](http://www.chuden.co.jp/kids/kids_denki/home/hom_kaku/index.html)) を参考に作図

# 光ファイバー通信と磁性体

- 家庭にまで光ケーブルが敷かれ、私たちは高速のインターネット通信やデジタルテレビジョン放送を楽しめるようになりました。光ケーブルには光ファイバーが使われ、大量のデジタル情報を光信号として伝送しています。光ファイバー通信の光源は半導体レーザー(LD)です。レーザー光はデジタルの電気信号のオンオフにしたがってピコ秒という短い時間で点滅しています。
- もし通信経路のどこかから反射して戻ってきた光がLDに入るとノイズが発生して信号を送ることができなくなります。これを防ぐために、使われるのが光を一方通行にして戻り光をLDに入らなくする光アイソレーターです。これには、通信用の赤外光を透過する希土類鉄ガーネットという磁性体の磁気光学効果(ファラデー効果)が使われています。

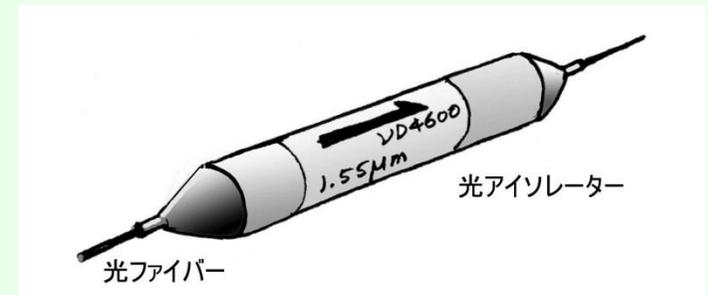
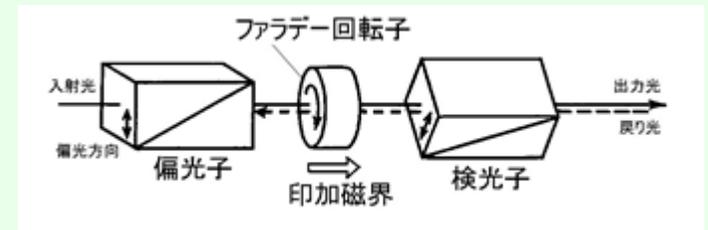


図1.5 光ファイバー通信において戻り光が半導体レーザーに入ること防ぐための光アイソレーターには、通信用赤外線に対して透明な磁性体YIGがファラデー回転子として使われている

# Q1.1: 磁性がかたいとかやわらかいという表現がよくわかりません。

- まぐねの国では、磁性体に磁界を加えたとき、弱い磁界でも磁化の反転(N・Sのひっくり返し)が起きるなら「やわらかい」、強い磁界を与えないと磁化が反転しないとき「かたい」と表現します。これを説明するには磁気ヒステリシスの知識が必要です。
- 図1.6は、磁性体を特徴付けるヒステリシス曲線です。横軸は、外部磁界Hの強さ、縦軸は磁化Mの大きさを表しています。くわしくは第3回に説明しますが、磁化Mが反転する磁界Hを保磁力 $H_c$ と呼び、磁性体の「かたさ」を表します。

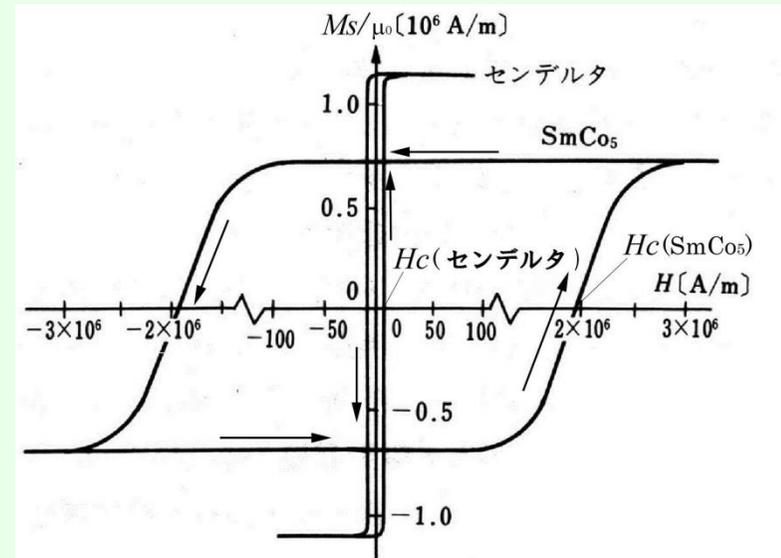


図 1.6 ハード磁性体 $\text{SmCo}_5$ とソフト磁性体センデルタの磁気ヒステリシス曲線(佐藤勝昭編著「応用物性」(オーム社)p.208図5.10による)

図において、永久磁石材料であるハード磁性体 $\text{SmCo}_5$ は磁化を反転させるのに200万A/m(約25 kOe)もの磁界が必要なのでかたいのですが、ソフト磁性体センデルタでは地磁気の大きさより小さい10 A/m(約0.13 Oe)で簡単に反転するくらい軟らかいことがわかります。

## Q1.2: 磁界と磁場とはどう違うのですか？

また、A/mとかOeとかいう単位がよくわかりません。

- まぐねの国に入って、まず戸惑うのが、表記や単位が統一されていないことです。表記が学問体系によって異なる場合もあります。例えば、magnetic field という英語ですが、電気系では磁界と訳し、物理系では磁場と訳すなどの違いがありますが、同じことです。
- さらには、磁界の単位も、国際標準では、SI系の [A/m] を使うことが推奨されていますが、いまも多くの書物ではcgs-emuの [Oe] を使っていたりします。
- A/mとOeの関係は  
 $1[\text{Oe}] = 1000/4\pi[\text{A/m}] = 79.7[\text{A/m}]$ です。逆に  
 $1[\text{A/m}] = 4\pi/1000[\text{Oe}] = 0.01256[\text{Oe}]$ です。



物理学者は磁場という

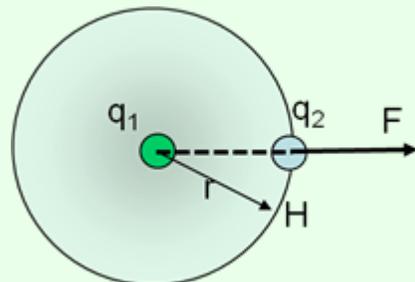


電気系は磁界という

# Q1.3: なぜ磁界をA/mと電流であらわすのですか？

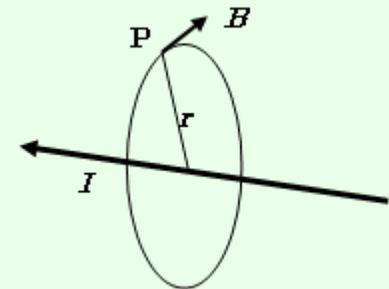
(1) もともと磁界は力で定義されていました

- 距離 $r$ だけ離れた磁荷 $q_1$ と磁荷 $q_2$ の間に働く力 $F$ は、磁気に関するクーロンの法則  $F=kq_1q_2/r^2$  で与えられます。
- $k$ は定数です。 $q_1q_2$ が同符号なら反発し、異符号なら引き合います。磁極 $q_1$ がつくる磁界 $H$ 中に置かれた磁極 $q_2$ に働く力 $F$ は $F=q_2H$ で与えられるので、 $q_1$ のつくる磁界は  $H=kq_1/r^2$  で表されます。
- ガウスの定理により、半径 $r$ の球面上の全磁束は中心の磁荷に等しいので、 $4\pi r^2 B=q_1$  となり、磁界は  $H=q_1/4\pi\mu_0 r^2$  で表されるのでクーロンの式の係数 $k$ は $k=1/4\pi\mu_0$ であることがわかりました。



(2) 単磁極が存在しないのに、それを使って磁界を定義するのは合理的ではありません。そこで注目したのが電流のつくる磁界です。

- $I$ [A]の電流がP点に作る磁界はビオサバールの法則によって  $H=B/\mu_0=(I/2\pi r)$  です。
- 1[A]の電流が作るリング状の磁界にそって、仮想的な磁荷を一周させたときの仕事が1[J]だったとき、磁荷は1[Wb]と定義します。
- 磁束密度 $B$ は、磁界に垂直に流れる1[A]の電流の1[m]あたりに作用する力が1[N]となるときの $B=1$ [T]と定義されています。



# Q1.4: ネオジム磁石のほかにどのような磁石があるのか、ネオジム磁石はどれほど強いのですか。

- 磁石(永久磁石)を販売しているある会社の製品一覧をみると、ネオジム $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 、サマコバ $\text{SmCo}_5$ 、フェライト( $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ )、アルニコ( $\text{FeAlNiCo}$ )というのが書かれています。ネオジム磁石はレアアースNdと鉄とホウ素の金属間化合物、フェライトは鉄の酸化物です。サマコバの主成分は鉄ではありません。
- 図1.9は、永久磁石の性能指数であるエネルギー積 $BH_{\text{max}}$ (磁石が給えることのできる最大の磁気エネルギーで、B-Hヒステリシス曲線の面積に相当)変遷を表すグラフです。ネオジム磁石の登場でいかに飛躍的に向上したかがわかるでしょう。

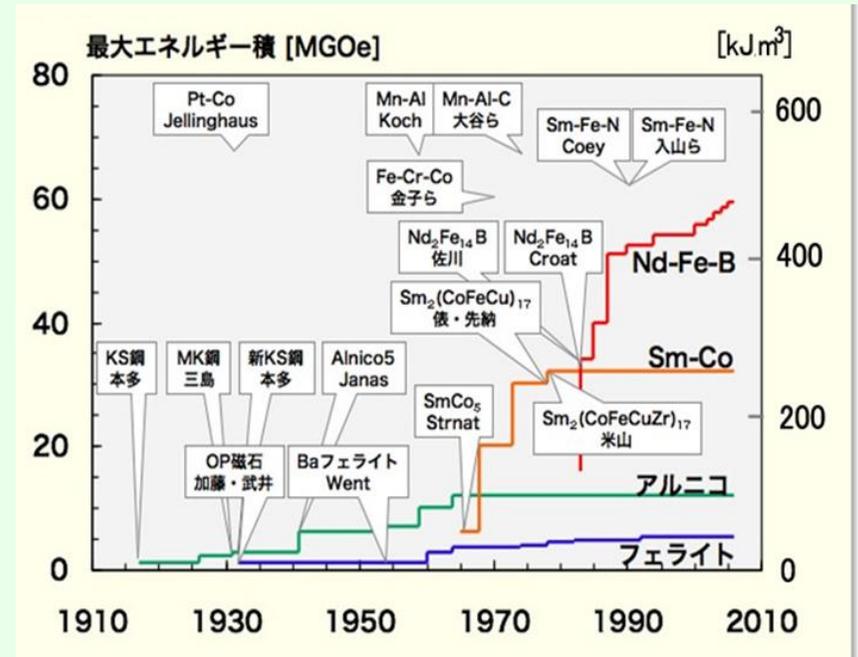


図1.9 永久磁石のエネルギー積 $BH_{\text{max}}$ の変遷

佐藤勝昭「理科力をきたえるQ&A」(ソフトバンククリエイティブ、2009) p.95の図「磁石特性の推移」に加筆

# Q1.5: ヒステリシス曲線の縦軸の磁化とは何ですか。

- 磁性体に磁界 $H$ を加えたとき、図1.10 (a)に示すようにその表面には磁極が生じます。つまり磁性体は一時的に磁石のようになりますが、そのとき磁性体は磁化されたといいます。
- 磁性体の中には図1.10(b)に矢印で示す磁気モーメントがたくさんあります。磁気モーメントについてはQ1.6で説明しますが、矢の先がN、後ろがSであるような原子サイズの磁石だと考えてください。
- 単位体積内の磁気モーメントのベクトル和をとったものを磁化といいます。磁界を加える前に磁気モーメントがランダムに向いておれば、ベクトル和つまり磁化 $M$ はゼロですが、磁界を加えると磁化はゼロでない値をもち、(a)のようにN極とS極が誘起されるのです。
- $k$ 番目の原子の1原子あたりの磁気モーメントを $\mu_k$ とするととき、磁化 $M$ は式

$$M = \sum \mu_k \quad (1.5)$$

- で定義されます。和は単位体積について行います。Q1.6で述べるように磁気モーメントの単位は $[\text{Wb}\cdot\text{m}]$ ですから、磁化の単位は体積 $[\text{m}^3]$ で割って $[\text{Wb}/\text{m}^2]$ となります。これは磁束密度 $B$ の単位である $[\text{T}] = [\text{Wb}/\text{m}^2]$ と同じです。

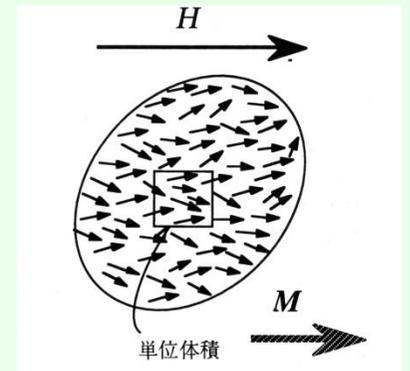
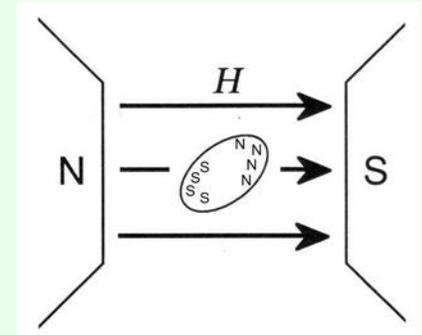


図1.10 磁化は単位体積あたりの磁気モーメントとして定義される  
出典：高梨弘毅「磁気工学入門」  
(共立出版, 2008) p10、図1.7、  
図1.8

## Q1.6:磁気モーメントを説明してください

- 電気の場合、 $+q$ と $-q$ の電荷のペア距離 $r$ だけ離れているとき、電気双極子モーメントは $qr$ であらわされます。
- 一方、磁気については、電荷と違って単磁荷はありませんから、磁極は必ず、N・Sの対で現れます。そこで、仮想的な磁荷のペア $+q$ と $-q$ を考え、磁荷間の距離 $r$ を無限に小さくしても $m=qr$ は有限な値を保つと考えます。必ずN・Sが対で現れるなら

$$m=qr \quad (1.6)$$

というベクトルを磁性を扱う基本単位と考えることができます。これを磁気モーメントと呼び矢印で表します。単位は $[\text{Wb}\cdot\text{m}]$ です。

- 図1.11に示すように一様な磁界 $H$ 中の磁気モーメント $m=qr$ を置いたとき、磁気モーメントに働くトルク $T$ は磁界とモーメントのなす角を $\theta$ として次式で表されます。

$$T=qHr \sin\theta=mH \sin\theta \quad (1.7)$$

- 磁気モーメントのもつポテンシャルエネルギー $E$ は、トルクを $\theta$ について積分することにより

$$E=mH\cos\theta=m\cdot H \quad (1.8)$$

となります。

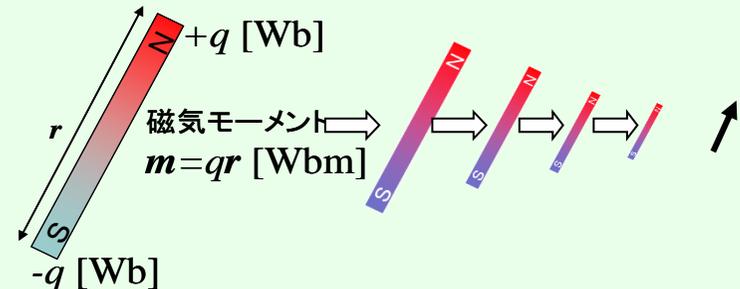


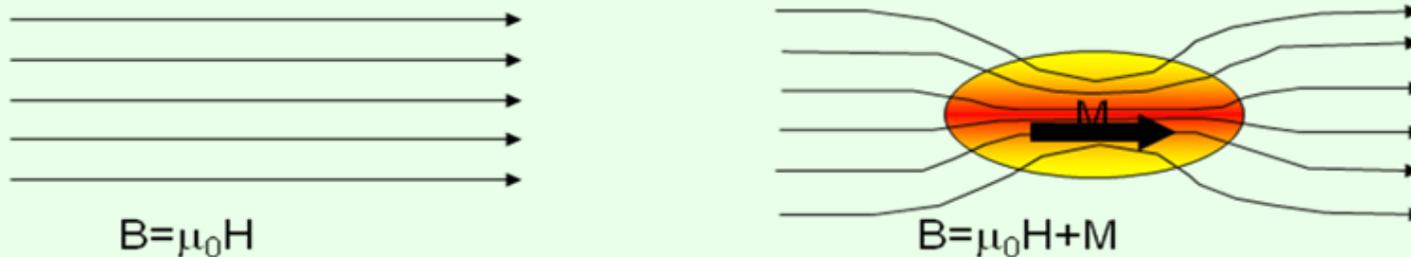
図1.11 仮想的な磁石の微細化の極限が磁気モーメントとなる

## Q1.7: 磁束密度 $B$ と磁化 $M$ の関係を教えてください。

- 図1.12(a)に示すように磁界 $H$ [A/m]のあるとき、真空中の磁束密度は $\mu_0 H$ [T]ですが、磁化 $M$ [T]の磁性体の中の磁束密度 $B$ [T]は、(b)に示すように真空中の磁束密度に磁化 $M$ による磁束密度 $M$ を加えたものになります。

すなわち、
$$B = \mu_0 H + M \quad (1.9)$$

と表されます。 $B = \mu_0 (H + M)$ という表し方もあります。この場合、 $M$ の単位は[A/m]です。



磁性体があると磁束密度が高くなる。

図1.12 (a) 真空中と (b) 磁化 $M$ の磁性体における磁束密度 $B$

# 磁化率と比透磁率

- 磁化 $M$ が外部磁界 $H$ に比例するとき、その比

$$\chi = M / \mu_0 H \quad (1.10)$$

- を磁化率(susceptibility)と呼びます。物理の分野では帯磁率と呼ぶことがあります。磁化率を使うと、上の式は $B = \mu_0(1 + \chi)H$ と書き直すことができます。一方、電磁気学で学んだように $B$ と $H$ の関係は比透磁率 $\mu_r$ を用いて $B = \mu_r \mu_0 H$ と表せますから、比透磁率は磁化率を用いて

$$\mu_r = 1 + \chi \quad (1.11)$$

- と書けます。

## M-H曲線とB-H曲線では保磁力が異なります。

- 磁化曲線にヒステリシスがあるときは、図1.13のようにM-H曲線とB-H曲線では保磁力が異なります。M-Hにおける保磁力を $MH_c$ 、B-Hにおける保磁力を $BH_c$ と区別して書くことがあります。

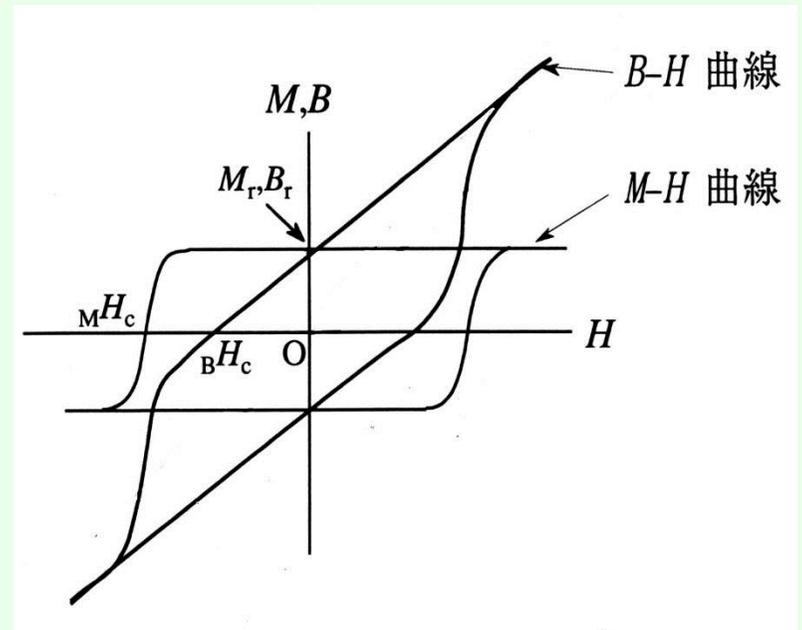
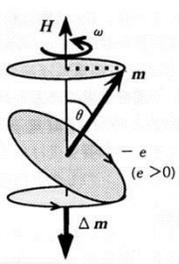


図1.13 B-H曲線とM-H曲線とでは保磁力が異なる

出典：高梨弘毅「磁気工学入門」  
図2.8 p.45 (一部改変)

## Q1.8 磁性体という言葉の説明なしに使っていましたが、磁性について説明してください。

- 磁性とは、物質が磁界の中に置かれたときにおきる磁気的な変化のしかたを表すことばです。どんな物質もなんらかの磁性を示します。たとえばヒトの体でも、水分子の $H^+$ (プロトン)の核磁気モーメントが強磁界中で磁気共鳴することを用いてMRIという診断が行われていることはご存じですね。強磁界中に置くとリンゴも浮き上がります。このように、**どんな物質も磁性をもつ**のです。
- 磁性は、反磁性、常磁性、強磁性、フェリ磁性、反強磁性、らせん磁性、SDW(スピン密度波)、傾角反強磁性などに分類されます。巨視的な磁化をもつのは、強磁性、フェリ磁性、傾角反強磁性です。
- 超伝導状態にある物質には磁束が侵入できません。これをマイスナー効果と呼びます。第2種の超伝導では磁束は磁束量子として侵入します。



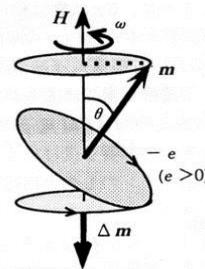
反磁性の起源

# さまざまな磁性

## (1) 弱い磁性

### 反磁性(diamagnetism)

銅など導電性の物体に磁界を加えると、物質内に回転する電流が生じて、磁界の変化を弱めようとします。このような性質を反磁性と呼びます。積算電力計にはこの性質が使われています。超強磁界中でリングが浮上するのもリングが反磁性を示すからです。

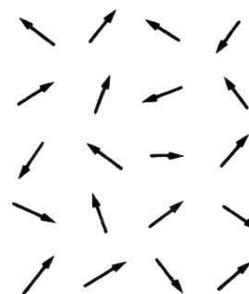


反磁性の起源



### 常磁性(paramagnetism)

ルビー(クロムを含む酸化アルミニウム)のように遷移金属を含む絶縁物の多くは、ランダムに向いている磁気モーメントを持っており、強い磁界を加えると磁界方向に向きを変えて、磁界に引きつけられる性質、常磁性を持ちます。液体酸素も常磁性をもつので図のように磁石に引き寄せられます。バナジウム、白金などの金属においては、自由電子が起源のパウリの常磁性と呼ばれる常磁性が見られます。



(a) 磁界のない場合  
磁気モーメントは完全にランダムな向きを向く



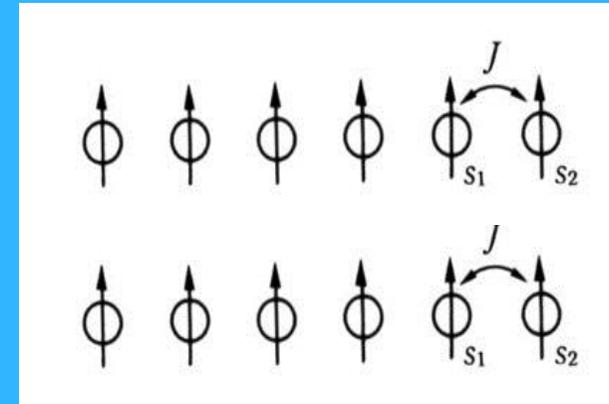
(b) 磁界のある場合  
磁気モーメントが少しずつ磁界方向に向き、全体として磁化をもつ

# さまざまな磁性

## (2) 自発磁化を持つ磁性

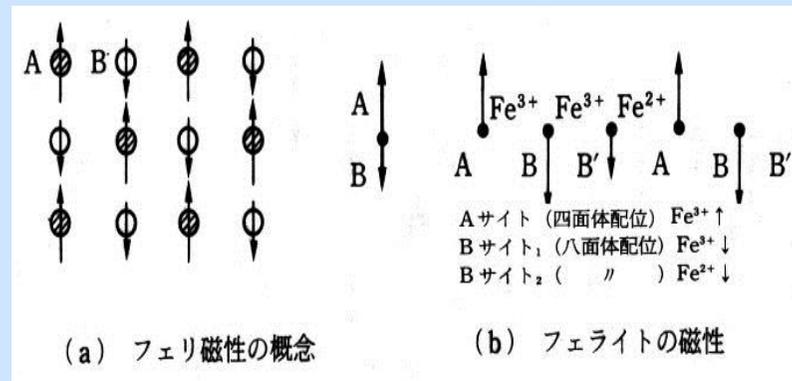
### 強磁性(ferromagnetism)

鉄やコバルトのように磁界を加えなくても磁気モーメントの向きがそろっていて自発磁化をもっている物質は強磁性体と呼ばれます。ハードディスクや電気自動車のモーターに使われるのは強磁性体です。



### フェリ磁性(ferrimagnetism)

隣り合う原子の磁気モーメントが逆向きだが大きさが違うため全体では正味の磁化が残っている磁性。フェライトや磁性ガーネットはその代表格です。

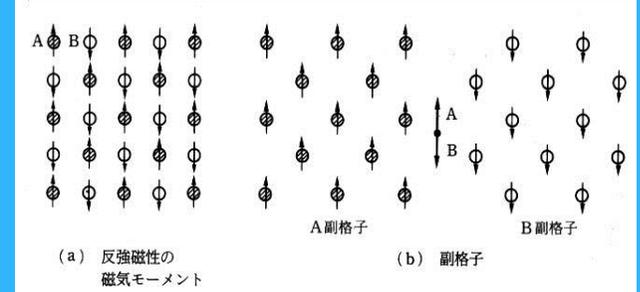


# さまざまな磁性

## (3) 反強磁性の仲間

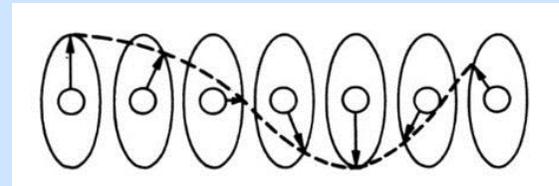
### 反強磁性 (antiferromagnetism)

隣り合う原子の磁気モーメントが逆向きで全体では磁化が打ち消されている磁性。磁化をもつ副格子Aと逆向きの磁化を持つ副格子Bの重ね合わせと見ることが出来ます。



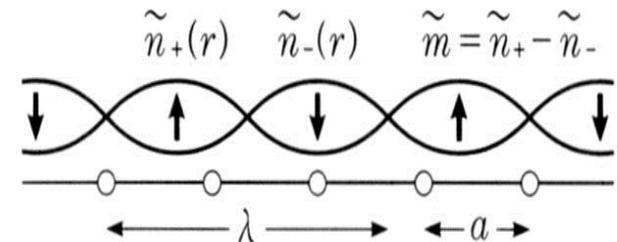
### らせん磁性 (screw magnetism)

磁気モーメントが一定周期で回転しているため全体として磁化を持ちません



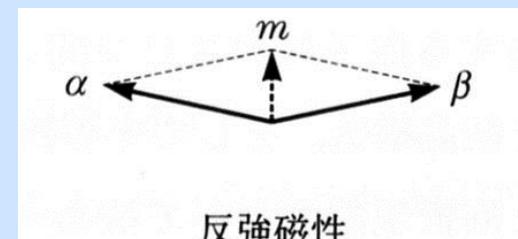
### スピン密度波 (SDW: spin density wave)

電子のスピンのおおきさと向きが波状に分布している状態。全体として磁化は生じない場合(Cr)と一つの向きのスピンの優勢で正味の磁化を持つ場合(Mn<sub>3</sub>Si)がある。スピン密度波の周期aは必ずしも結晶格子の周期λと一致しない。



### 傾角反強磁性 (canted antiferromagnetism)

反強磁性において2つの副格子磁化が傾いたために、副格子磁化と垂直方向に正味の磁化が生じる場合を傾角反強磁性とよぶ。希土類オルソフェライトに見



## Q1.9: 磁石にくっつく磁性体はどれですか？

- 実際につかわれる磁石にくっつく磁性体は、**自発磁化**をもつ強磁性体とフェリ磁性体です。磁石につくという点では、オルソフェライトなど傾角反強磁性体もくっつきますが磁化は非常に弱いです。
- 鉄やコバルトなどは、磁界を加えなくても原子の磁気モーメントの向きがそろっているため磁化があるのです。これを鉄の磁性という意味でferromagnet（強磁性体）といいます。
- フェライトでは、隣り合う原子磁気モーメントが反強磁性的に（互いに逆方向に）そろえあっているのですが、両者でモーメントの大きさが異なっているため、全体として正味の自発磁化が残っています。これをフェライトの磁性という意味でフェリ磁性体といいます。ふつう磁性体といえば、強磁性体とフェリ磁性体を指します。

## Q1.10:質問に出てきた自発磁化を説明してください。

- 磁界を加えなくても磁気モーメントの向きがそろっている状態です。これは、磁気モーメントどうしの中にそろえあう力が働いているためです。自発磁化は強磁性体において見られます。
- 反強磁性体でも、同じ磁気モーメントの向きの集団（副格子）の中では自発磁化があるが、もう一つの副格子の自発磁化と打ち消しあって、マクロの磁化が失われています。フェリ磁性体では、副格子磁化のバランスが崩れているために、差し引きの結果、正味の自発磁化が残っています。

# 第1章 磁性の基礎

## 2. 磁性体をどんどん小さくすると

## 2.1磁石を切り刻むとどうなる

- 磁石は図2.1のようにいくら分割しても小さな磁石ができるだけです。両端に現れる磁極の大きさ(単位Wb/cm<sup>2</sup>)はいくら小さくしても変わらないのです。N極のみ、S極のみを単独で取り出すことはできません。

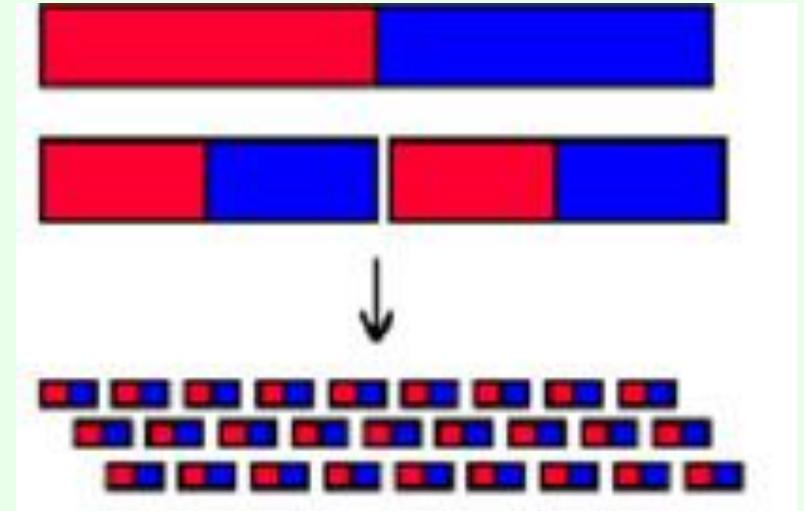
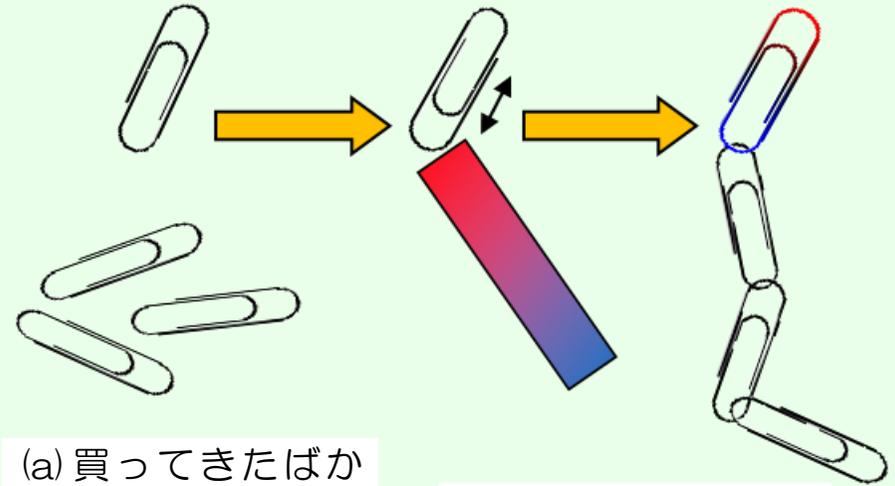


図2.1 磁石をいくら分割しても磁極の大きさはかわらない。

## 2.2 磁性体を偏光顕微鏡で見ると一磁区と磁壁

- 買ってきたばかりの鉄のクリップはほかのクリップをくっつけて持ち上げることができません。けれども、磁石をもってきて鉄クリップをこすると、クリップは磁気を帯び、磁石のようにほかのクリップをくっつけることができるようになります。どうしてこんなことができるのでしょうか。



(a) 買ってきたばかりのクリップは他のクリップをひきつけない

(b) 磁石でこすったクリップは他のクリップをひきつけるようになる

図2.2 鉄のクリップを磁石でこすると磁気を帯びる

# 初磁化状態の磁区

- クリップの鉄を偏光顕微鏡で拡大して見ると図2.3に模式的に示すように磁石の向きが異なるたくさんの領域に分かれていることがわかります。図の場合は4つの方向を向いているので、磁気モーメントのベクトル和はゼロに成り、全体として磁化を打ち消しています。
- クリップを磁石でこすり磁界を加えると、磁界の方向を向いた磁気領域が大きくなり、磁界を取り去っても完全にはもとに戻らないため、クリップは磁石のように磁気を帯びます。こうなると別のクリップを引きつけることができます。
- 磁気モーメントが同じ方向を向いている領域のことを「磁区」と呼びます。磁石で擦る前のクリップが磁気を帯びていなかった理由は、磁性体が磁区に分かれていることで説明されました。

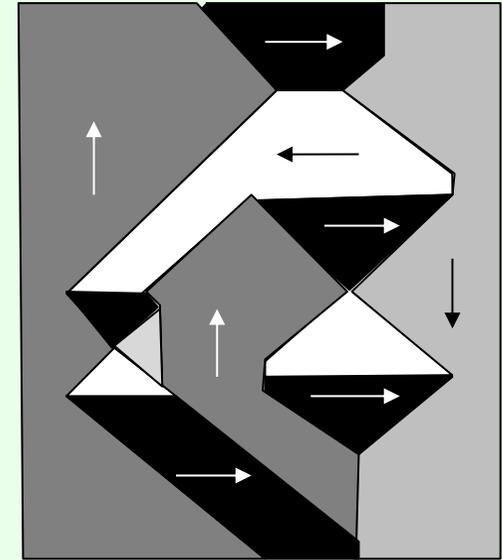
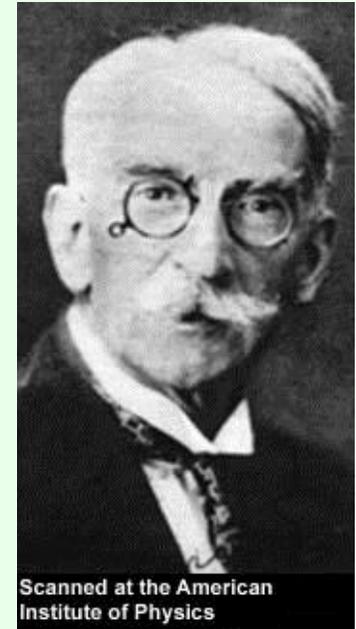


図2.3 磁化前の磁性体の磁区構造の模式図

Q2.1: 磁区に分かれていることは誰が考えついたのですか？また、どうやって確かめたのですか？

- 磁区のご概念は、有名なワイスが1907年にその論文で指摘したのが最初だとされています。磁区が発見されたのは40年も後の1947年のことです。ウィリアムスが磁性微粒子を懸濁したコロイドを塗布し、顕微鏡で観察することによって、磁区のご存在を確かめました。



Pierre Weiss

## Q2.2: なぜ磁区に分かれるのですか

- 磁区の理論は、固体物理学の教科書で有名なキッテルが1949に打ち立てました。物質が磁化をもつと磁極間に反磁界が働くので磁化が不安定になりますが、磁区に分かれると反磁界の効果が少なくなるのです。
- 磁性体が磁区に分かれることを説明するには、磁性体の中をつらぬく反磁界のことを考えなければなりません。

## 2.3 磁性体の磁束線と磁力線－反磁界の起源

- 磁性体の中にある原子磁石は図2.4のようにきちんと方位を揃えて配列されていて磁化 $M$ をもつと考えます。
- 磁性体の内部にある原子磁石に注目すると、1つの原子磁石のN極はとなりの磁性体のS極と接していますから、内部の磁極はうち消し合い、磁性体の端っこにのみ磁極が残ります。これは図2.1で磁石を微細化したときと逆の過程ですね。

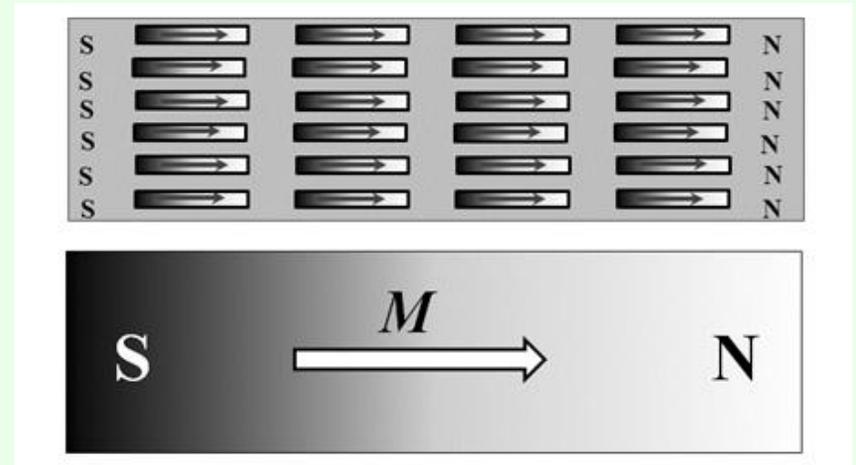


図2.4 磁性体の内部には多数の原子磁石があるが隣り合う原子磁石は打ち消しあい両端に磁極が生じる

# 反磁界は磁極から生じる

- 磁化 $M$ と磁束密度 $B$ は連続なので、 $B$ の流れを表す磁束線は図2.5のように外部と内部がつながっています
- これに対して、 $N$ 、 $S$ の磁極がつくる磁界による磁力線は磁性体の外も中も関係なく図2.6の線のように $N$ 極から湧きだし $S$ 極に吸い込まれます。磁性体の外を走る磁界は $H=B/\mu_0$ なので、磁力線は磁束線と同じ向きですが、磁性体の内部の磁界の向きは磁化の向きと逆向きなのです。この逆向き磁界 $H_d$ のことを反磁界と呼びます。

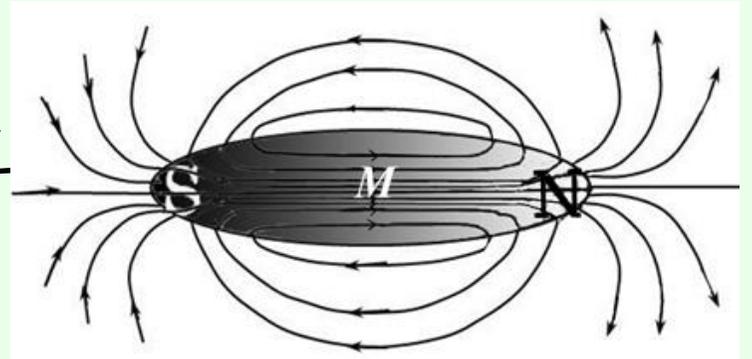


図2.5 磁束線は磁化と連続

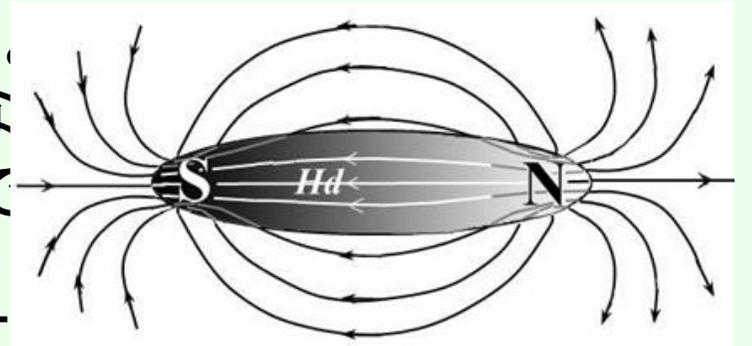


図2.6 磁力線はN極からS極に向かって流れている

## Q2.3: 反磁界と反磁性の区別がわかりません。

- 英語で書くと反磁界はdemagnetization fieldです。”de”は減少を表す接頭辞で、demagnetizationは外から加えた磁界を減じる作用という意味です。従って、反磁界は、正しくは自己減磁界と書くべきものです。一方、反磁性は英語ではdiamagnetismです。”dia”は逆向きを表す接頭辞で、外から加えた磁界と逆向きの磁化を示す磁性という意味です。両者は全く別のものです。

## 2.4反磁界係数は磁性体の形で異なる

- 反磁界 $H_d$ [A/m]は磁化 $M$ [T]がつくる磁極によって生じるのですから磁化に比例し、

$$\mu_0 H_d = -NM \quad (2.1)$$

- と書くことができます。この比例係数 $N$ を反磁界係数とよびます。実際には、反磁界、磁化はそれぞれ $H_d$ 、 $M$ というベクトルなので、反磁界係数はテンソル $\tilde{N}$ で表さなければなりません。成分で書き表すと

$$\mu_0 \begin{pmatrix} H_{dx} \\ H_{dy} \\ H_{dz} \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} N_x & 0 & 0 \\ 0 & N_y & 0 \\ 0 & 0 & N_z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_x \\ M_y \\ M_z \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

- となります。

## 反磁界係数は 磁性体の形と向きで異なる

- 球形の磁性体の場合どの方向にも1/3なので反磁界は $\mu_0 H_{dx} = \mu_0 H_{dy} = \mu_0 H_{dz} = -M/3$  (2.4) となります。

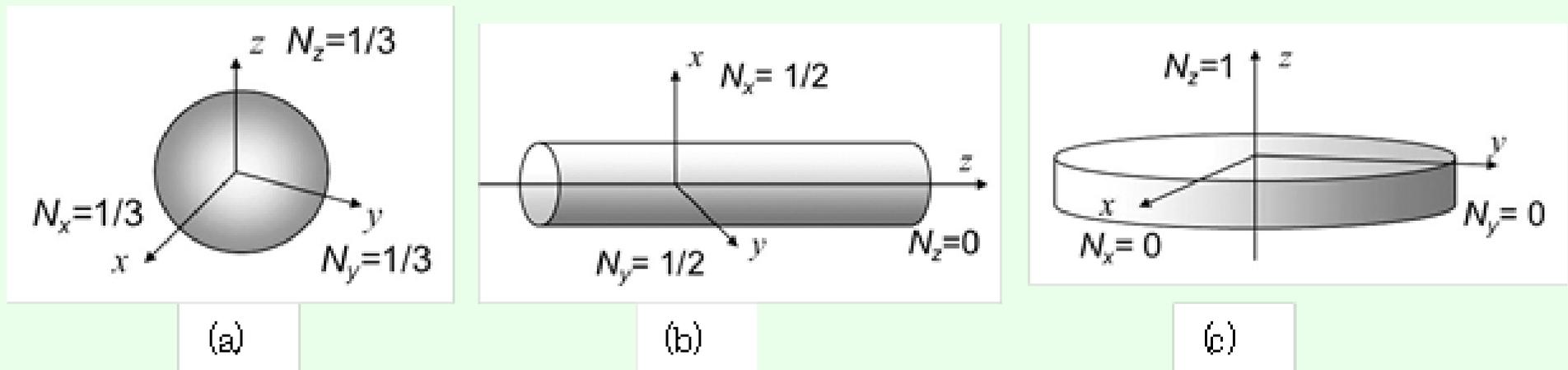
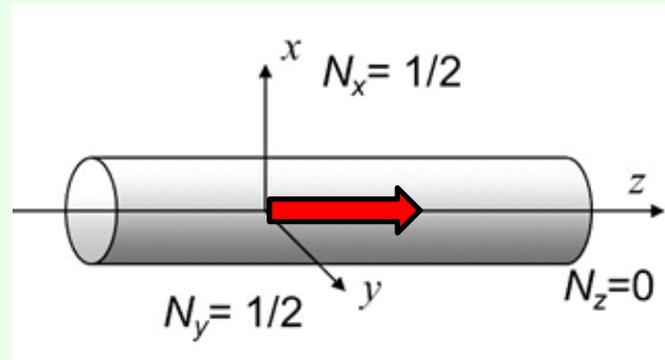


図 2.7 反磁界係数は磁性体の形と向きで異なる。

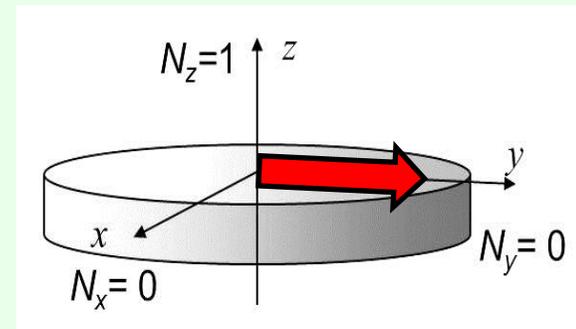
## $z$ 方向に無限に長い円柱

- 長手方向には反磁界が働きませんが、長手に垂直な方向の反磁界係数は $1/2$ です。この場合の反磁界は、
- $\mu_0 H_{dx} = -M_x/2$ 、 $\mu_0 H_{dy} = -M_y/2$ 、 $\mu_0 H_{dz} = 0$  (2.5)
- となります。従って棒状の磁性体では長手方向に磁化すると安定です。



## z方向に垂直方向に無限に広い薄膜

- 面内方向には反磁界が働きませんが、面直方向には1となります。
- $\mu_0 H_{dx}=0$ 、 $\mu_0 H_{dy}=0$ 、 $\mu_0 H_{dz}=-M_z$  (2.6)
- 従って、磁性体薄膜では $M_z$ 成分があると不安定になるので面内磁化になりやすいのです。最近のハードディスクは垂直記録方式を使っていますが、面直に磁化をもつためには記録媒体に使われる磁性体が強い垂直磁気異方性を持つことが必要です。



## Q2.4: 反磁界があることは、どうやってわかるのですか？

- 磁性体の磁化曲線が図2.8の点線のように傾いていることから判断できます。
- 磁性体に外部から磁界 $H$ を加えたとき、実際に内部の磁化に加わっている磁界 $H_{eff}$  (これを**実効磁界**と呼びます)は、外部磁界より反磁界 $H_d = NM/\mu_0$ だけ小さいため、磁化の立ち上がりの傾きが緩やかになっています。
- たとえば、垂直磁化をもつ広い円盤に垂直に磁界を加えた場合、磁化曲線は図の点線のように傾いていますが、**反磁界の補正**をすると実線のように立ってきます。

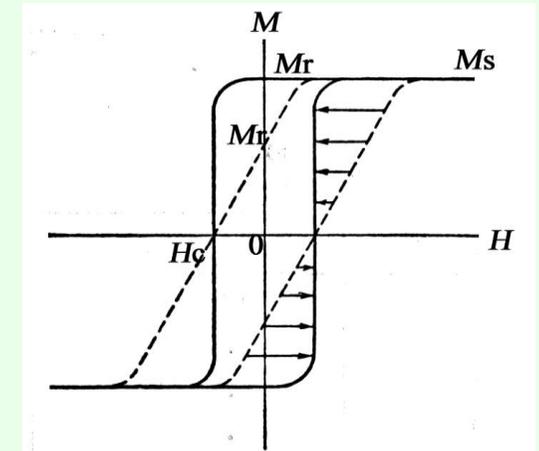


図2.8 測定した磁化曲線は図の点線のように傾いているが、磁気モーメントに加わる磁界が反磁界の分だけ減少しているため、適切な補正を行うと実線のようになる。

## 2.5 磁区に分かれるわけ

- 磁性体内部の原子磁石に注目すると、図2.9に示すように原子磁石のNは磁性体のN極のほうを向き、Sは磁性体のS極の方を向いているため静磁エネルギーを損しています。つまり原子磁石は逆向きの磁界の中に置かれているので不安定なのです。
- そこで、図2.10に示すように右向きの磁化をもつ領域と左向きの磁化をもつ領域とに縞状に分かれると、反磁界が打ち消しあって静磁エネルギーが低くなって安定化します。これが磁区に分かれる理由です。

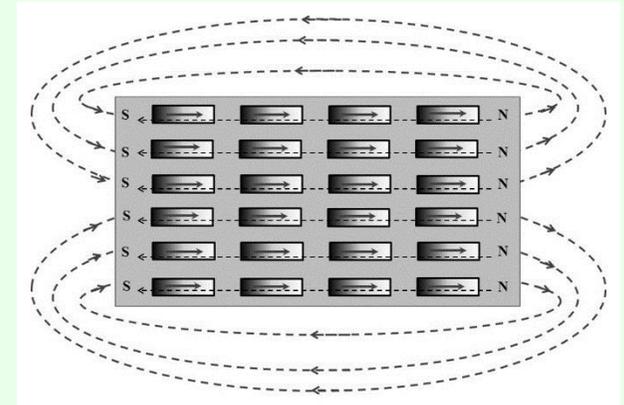


図2.9 磁性体内部の原子磁石は反磁界を受けて静磁的に不安定

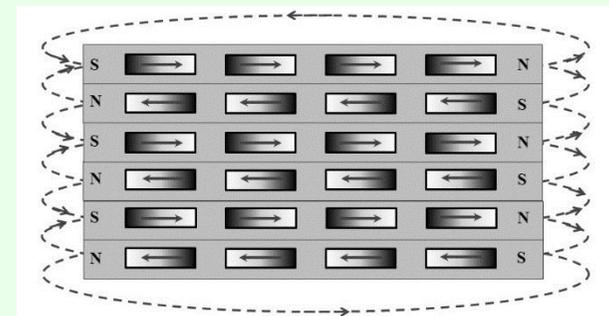


図2.10 右向きの磁化をもつ領域と左向きの磁化をもつ領域とに縞状に分かれると反磁界は打ち消しあって安定になる

# 縞状磁区

- 縞状に分かれた磁区のことを縞状磁区 (stripe domain) といいます。図2.11は磁気力顕微鏡を使って観測した縞状磁区です。明るい部分と暗い部分の面積は等しいので、この磁性体の磁化はゼロになります。

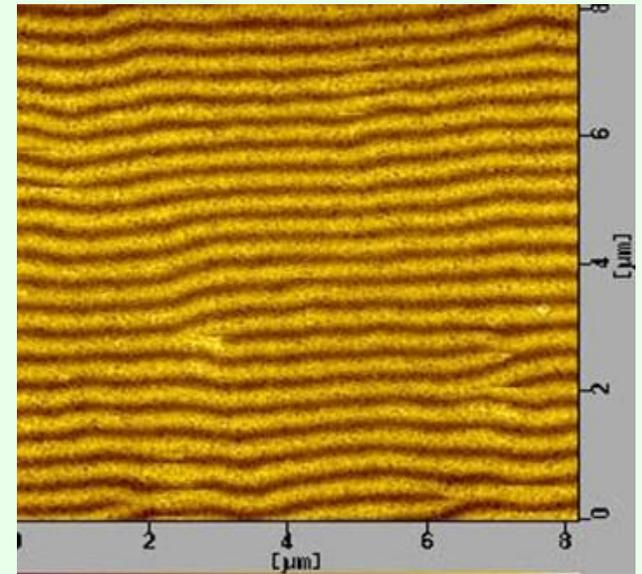


図2.11 磁気力顕微鏡(MFM)で見た縞状磁区の像

Q2.5: 縞状磁区だと磁区と磁区の境目では磁化の向きが $180^\circ$ 変わっていますが、境目では原子磁石同士が同じ向きに並ぼうとする働きはどうなっているのですか？

- よい質問ですね。たしかに磁区に分かれると静磁エネルギーは得するのですが、原子磁石をそろえようとする交換エネルギーを損します。
- だから、急に原子磁石の向きが $180^\circ$  変わることはなく、実際には数原子層にわたって徐々に回転して行くのです。この遷移領域のことを磁壁といいます。

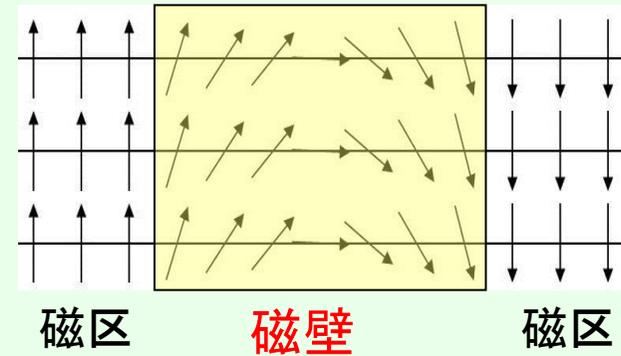


図2.12 磁壁内では原子磁石が徐々に回転して隣り合う磁区の磁化をつなぐ

## 2.6 さまざまな磁区

- 環流磁区: 磁性体には、磁気異方性と称して磁化が特定の結晶方位に向こうとする性質を持ちます。立方晶の磁性体では(100), (010), (001), (-100), (0-10), (00-1)の6つの方位が等価です。図2.13のように磁化が等価な方向を向き、磁束の流れが環流する構造をとると、磁極が外に現れず静磁的に安定になります。
- ボルテックス: 磁気異方性の小さな磁性体では、あるサイズより小さな構造を作ると、図2.14に示すように渦巻き状の磁気構造をとります。これをボルテックスとよびます。

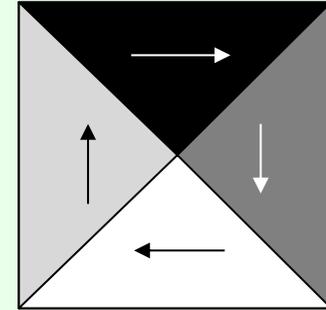


図2.13 環流磁区構造

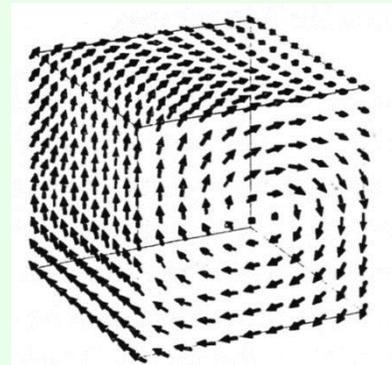


図2.14 ボルテックス構造

# MFMで観測された磁区像

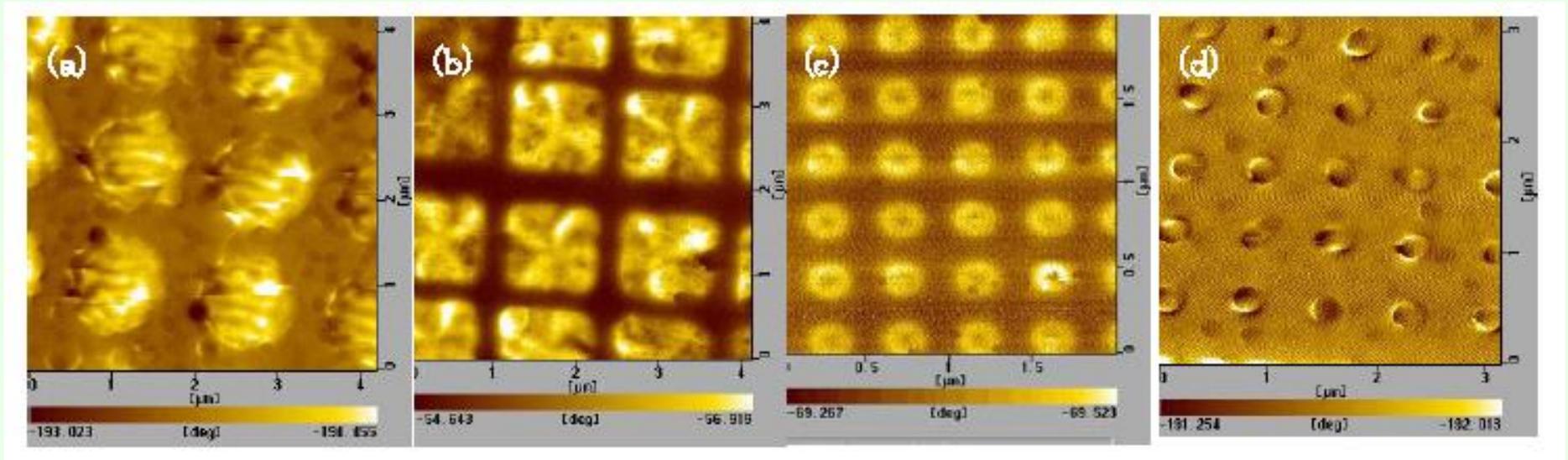


図2.15 微細ドットの磁気構造 (a) 縞状磁区(Co 円形ドット $1.2\mu\text{m}\phi$ ), (b) 環流磁区(パーマロイ正方ドット $1.2\mu\text{m}$ ), (c) ボルテックス(パーマロイ円形ドット $300\text{nm}\phi$ ), (d) 単磁区(Co 円形ドット $100\text{nm}\phi$ )

Q2.6: 小さな磁性体ドットは磁区に分かれないというのですが、どれくらい小さくなると単磁区になるのですか。

- 近角によれば、半径 $r$ の球状の磁性体を仮定して単磁区になる条件を求めると、 $r_c = 9\gamma\mu_0/2I_s^2$ で表され、Feの場合、 $I_s=2.15$ ,  $\gamma=1.6 \times 10^{-2}$ を代入し、 $r_c=2\text{nm}$ としています。一般には10-100nmが限度とされています。

# 電子軌道がつくる磁気モーメント

- 電子軌道の古典論、量子論の導入

## ➤ 電子軌道の古典論

- 原子においては、電子が原子核の周りをぐるぐる回っています。電荷 $-e$ [C]をもつ電子が動くと電流が生じますが、この環流電流が磁気モーメントをつくるのです。周回電流のつくる磁気モーメントが、磁極のペアがもつ磁気モーメントと等価であることは、両者を静磁界中においた時に同じ形のトルクを受けることから証明できます。

## ➤ 環状電流によるトルク

- $-e$ [C]の電荷が半径 $r$ [m]の円周上を線速度 $v$ [m/s]で周回すると、1周の時間は $t=2\pi r/v$ [s]となるので、電子が一周するときに流れる電流は $i=-e/t=-ev/2\pi r$ [A] (2.7)となります。この環状電流を図2.17に示すように、一様な静磁界 $H$ [A/m]の中に置いてみると、円周上の微小な円弧 $ds$ [m]に働く力のベクトル $dF$ [N]=[m kg/s<sup>2</sup>]は、フレミングの左手の法則から $dF=ids \times \mu_0 H$  (2.8)となり $r$ の位置に働くトルク $dT$ は $r \times dF$ これを円周にわたって積分するとトルク $T$ [Nm]が

$$\begin{aligned}
 T &= \oint dT = (i/2) (\oint r \times ds) \times \mu_0 H \\
 &= iS \times \mu_0 H \quad (2.9)
 \end{aligned}$$

と求まります。

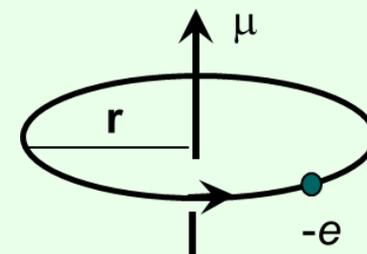


図2.16 原子内の電子の周回運動は磁気モーメントを生じる

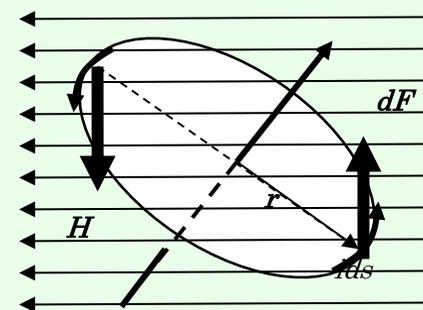


図2.17 磁界中に置かれた円電流に働く力

## ➤ 磁化のペアのつくる磁気モーメントが磁界 $H$ の中に置かれたときのトルク

- 一方、仮想的な磁化のペア  $+Q$  [Wb]、 $-Q$  [Wb] のつくる磁気モーメント  $\mu = Qr$  [Wbm] が磁界  $H$  の中に置かれたときのトルク  $T$  [Nm] は

$$T = Qr \times H = \mu \times H \quad (2.10)$$

と表されます。(2.10)式は(2.9)式  $T = iS \times \mu_0 H$  とは同じベクトル積の形ですから、比較することによって、電流がつくる磁気モーメント  $\mu$  [Wbm] は、電流値  $i$  [A] に円の面積  $S = \pi r^2$  [m<sup>2</sup>] とを  $\mu_0$  をかけることにより

$$\mu = \mu_0 i S n \quad (2.11)$$

と求めことができます。この式は環状電流があると電流および電流が囲む面積に比例する磁気モーメントが生じること、その向きは電流が囲む面の法線方向であることを示しています。

## ➤ 量子論の導入

- ここまでは、古典力学のことばを使いましたが、原子中の電子を表すには量子力学のことばを使わなければなりません。量子力学では、角運動量は $\hbar$ を単位とするとびとびの値をとり、軌道角運動量を表す量子数を $l$ とすると、電子軌道の角運動量は $L_l = \hbar l$ と表すことができます。これを(2.13)式に代入すると軌道磁気モーメントは、

$$\mu_l = -\mu_0(e\hbar/2m)l = -\mu_B l \quad (2.14)$$

- と軌道角運動量量子数を使って表されます。(ここに $\mu_B = \mu_0 e\hbar/2m$ はボーア磁子と呼ばれる原子磁気モーメントの基本単位です。大きさは、E-H対応のSI系で、

$$\mu_B = 1.16 \times 10^{-29} [\text{Wbm}] \quad (2.15)$$

# 原子の軌道と量子数

- 原子内の電子の状態は、主量子数 $n$ と軌道角運動量 $l$ 、さらに量子化軸に投影した軌道角運動量の成分があり、磁気量子数 $m$ で指定されます。主量子数 $n$ が決まると軌道角運動量量子数 $l$ は、0から $n-1$ までの1ずつ増える値をとることができます。例えば、 $n=1$ だと $l$ は0しかとれません。 $n=2$ のときは、 $l$ は0と1の2値をとります。
- 軌道角運動量量子数を $l$ とすると、その量子化方向成分(磁気量子数) $m=l_z$ は、 $l, l-1, \dots, -l+1, -l$ の $2l+1$ とおりの値を持つことができます。

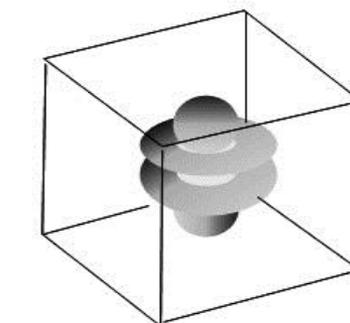
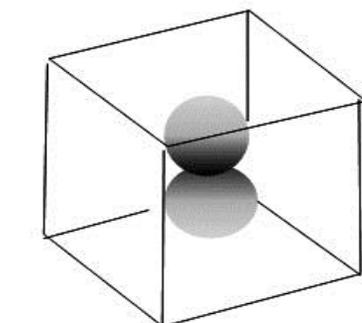
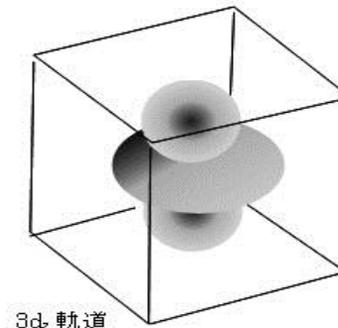
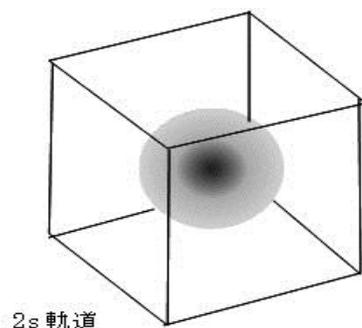
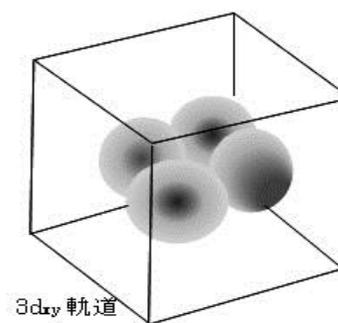
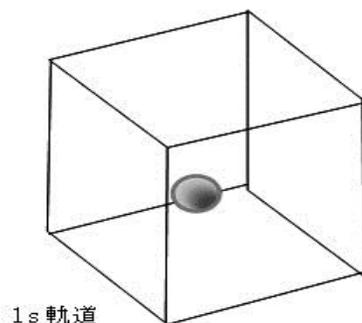
# 表 主量子数と軌道角運動量量子数

$n$	$l$	$m$							軌道	縮重度
1	0				0				1s	2
2	0				0				2s	2
	1			1	0	-1			2p	6
3	0				0				3s	2
	1			1	0	-1			3p	6
	2		2	1	0	-1	-2		3d	10
4	0				0				4s	2
	1			1	0	-1			4p	6
	2		2	1	0	-1	-2		4d	10
	3	3	2	1	0	-1	-2	-3	4f	14

## ➤ 軌道角運動量量子と電子分布の形

- 表2.1の  $s, p, d, f$  は軌道の型を表し、それぞれが軌道角運動量量子数  $l=0, 1, 2, 3$  に対応しています。図2.18は  $1s, 2s, 2p_z, 3d_{xy}, 3d_z, 4f_z$  軌道の電子の空間分布の様子を模式的に表したものです。図に示すように  $s$  軌道には電子分布のくびれが0ですが、 $p$  軌道には1つのくびれが、 $d$  軌道には2つのくびれが存在します。このように、軌道角運動量量子数  $l$  は電子分布の空間的なくびれを表しています。
- 実験から得られた原子磁気モーメントの値は、上の軌道角運動量だけ導いた式では十分ではありません。なぜなら、電子は軌道角運動量に加えて、スピン角運動量を持つからです。スピンについては次節で述べます。

# 電子軌道の電子分布の形:くびれに注目



# スピン角運動量

- 電子は電荷とともにスピンをもっています。スピンはディラックの相対論的量子論の解として理論的に導かれる自由度なので、古典的なアナロジーはできないのですが、電子の自転になぞらえて命名されたいきさつがあるので、一般に説明する場合は電子がコマのように回転していて、回転を表す軸性ベクトルが上向きか下向きかの2種類しかないと説明されています。
- 1個の電子のスピン角運動量量子 $s$ は $1/2$ と $-1/2$ の2つの固有値しかもちません。

## ➤ スピン磁気モーメント

- 電子スピン量子数 $s$ 電子スピン量子数 $s$ の大きさは $1/2$ なので、量子化軸方向の成分 $s_z$ は $\pm 1/2$ の2値をとります。この結果、スピン角運動量は $\hbar$ を単位として

$$\Gamma_s = \hbar s \quad (2.16)$$

となります。スピンによる磁気モーメントは軌道の場合に比べて係数が $g$ 倍になっています。

$$\mu_s = -g(e/2m)\Gamma_s \quad (2.17)$$

と表されます。ここに $g$ の値は自由電子の場合 $g=2.0023$ で、ほぼ2と考えてよいでしょう。

$$\mu_s = -(e/m)\hbar s = -2\mu_B s \quad (2.18)$$

の大きさは $1/2$ なので、量子化軸方向の成分 $s_z$ は $\pm 1/2$ の2値をとります。

# 電子がスピン角運動量をもつ

- 電子がスピン角運動量をもつという考え方は、NaのD<sub>1</sub>発光スペクトル線(598.6nm:  $3s_{1/2} \leftarrow 3p_{1/2}$ )が磁界をかけると2本に分裂するゼーマン効果を説明するために導入されました。
- また、磁界中を通過する銀の原子線のスペクトルが2本に分裂するというシュテルン・ゲルラッハの実験からもスピンの存在を支持しました。

## 2.7.4 多電子原子の合成角運動量と磁気モーメント

- 原子の磁気モーメントには電子軌道による軌道量子数 $l$ による寄与およびスピン量子数 $s$ の寄与があることがわかりました。原子には、たくさんの電子があります。まず、原子に属する電子系の軌道角運動量量子数の総和 $L = \sum_i l_i$  およびスピン角運動量量子数の総和 $S = \sum_i s_i$  を求めます。この両者をベクトル的に足し合わせたものが原子の全角運動量量子数 $J = L + S$ です。

# 全角運動量の合成

• しかしながら、原子磁石の磁気モーメントの大きさを全角運動量で表すのは簡単ではありません。全軌道角運動量による磁気モーメント $\mu_L$ は

$$\mu_L = -\mu_0(e\hbar/2m)L = -\mu_B L \quad (2.19)$$

であるのに対し、全スピンによる磁気モーメントには

$$\mu_S = -(e/m)\hbar S = -2\mu_B S \quad (2.20)$$

と2がつくからです。合成磁気モーメント $\mu$ は

$$\mu = \mu_L + \mu_S = -\mu_B(L + 2S) \quad (2.21)$$

で表されますが、 $J$ は運動の際に保存される

量です。その方向を一定とすると、 $L$ と $S$ は

図2.20のような関係を保ちながら、 $J$ を軸と

してそのまわりを回転しているものと考えられます。

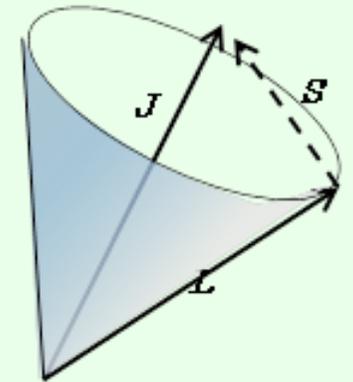


図2.20  $L$ と $S$ は三角形の関係を保ちながら、 $J$ を軸としてそのまわりを回転している

## ➤ ランデのg因子

- $J$ が一定の条件の下での磁気モーメント $\mu$ は、 $J$ に平行で $L+2S$ (図2.21の線分OP)の $J$ 軸への投影(線分OQ)を成分とする大きさをもつので

$$\mu = -g_J \mu_B J \quad (2.22)$$

とあらわすことができます。

$$g_J J = |OQ| = |OP| \cos \alpha = |L+2S| \cos \alpha = J + S \cos \beta$$

ここに、 $\cos \beta = J \cdot S / JS$  および  $2J \cdot S = J^2 + S^2 - L^2$  を使うと

$$g_J = 1 + (J^2 + S^2 - L^2) / 2J^2$$

となります。しかし、この式は正しい値を与えません。

- 量子力学の教えるところによれば、 $L, S, J$ などは角運動量演算子であって、 $L^2, S^2, J^2$ の固有値はそれぞれ $L(L+1), S(S+1), J(J+1)$ と書くべきなのです。従って、 $g_J$ は

$$g_J = 1 + \{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)\} / 2J(J+1) \quad (2.23)$$

によって与えられます。 $g_J$ をランデのg因子と呼びます。

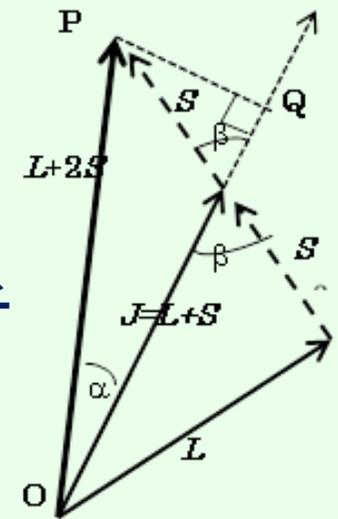


図 2.21 OP( $L+2S$ )の $J$ への投影 OQ が磁気モーメントを与える

## Q2.7: なぜ $L^2$ の固有値が $L^2$ でなく $L(L+1)$ になるのですか？

• 量子力学では物理量は演算子に対応します。角運動量の演算子 $L$ は $L=r \times p = r \times (-i\hbar \nabla)$ のように微分演算子を含むため、関数に作用すると演算子の順番によって結果が異なりますから、角運動量を表す**2つの演算子A, Bは可換ではありません**。すなわち、交換 $[A, B] = AB - BA$ は0ではないのです。 $L$ の成分を $L_x, L_y, L_z$ とします。ここで、 $L_+ = L_x + iL_y, L_- = L_x - iL_y$ という置き換えをします。 $L_+, L_-$ は昇降演算子と呼ばれ、それぞれ、角運動量を1増やしたり、1減らしたりする働きをします。交換関係を計算すると

$$[L_z, L_+] = L_+, [L_z, L_-] = -L_-, [L_+, L_-] = 2L_z \quad (A1)$$

$$L^2 = L_x^2 + L_y^2 + L_z^2 = L_+ L_- + L_z^2 - L_z = L_- L_+ + L_z^2 + L_z \quad (A2)$$

$$L^2 - L_z^2 - L_z = 0$$

$$L^2 \Phi_L = (L_z^2 + L_z) \Phi_L = L(L+1) \Phi_L \quad (A3)$$

となつて、固有値が $L^2$ でなく $L(L+1)$ になるのです。

## ➤ 多電子原子の電子配置

- いままでは、原子のもつ電子数が少ないので単純でしたが、もっと多くの電子があるときに原子磁石の軌道、スピンの値、さらには全角運動量を求めるのは簡単ではありません。このためのガイドラインがフントによって示され、フントの規則と呼ばれています。
- 多電子原子において電子が基底状態にあるときの合成角運動量量子数  $L$ ,  $S$  を決める規則は、次の通りです。前提となるのはパウリの排他律です。
- 原子内の同一の状態 ( $n, l, m_l, m_s$  で指定される状態) には1個の電子しか占有できない。

## ➤ フントの規則

- フントの規則は次の2項目です。
  1. フントの規則1 基底状態では、可能な限り大きな $S$ と、可能な限り大きな $L$ を作るように、 $s$ と $l$ を配置する。
  2. フントの規則2 上の条件が満たされないときは、 $S$ の値を大きくすることを優先する。
- さらに基底状態の全角運動量 $J$ の決め方は、

less than half	$J =  L - S $
more than half	$J = L + S$

となっています。

## ➤ 多重項の表現

- 分光学では、多重項を記号で表します。記号は $L=0, 1, 2, 3, 4, 5, 6$ に対応してS, P, D, F, G, H, I...で表し、左肩にスピン多重度 $2S+1$ を書きます。左肩の数值は、 $S=0, 1/2, 1, 3/2, 2, 5/2$ に対応して、1, 2, 3, 4, 5, 6となります。読み方singlet, doublet, triplet, quartet, quintet, sextetです。さらに $J$ の値を右の添え字にします。
- この決まりによると、水素原子の基底状態は ${}^2S_{1/2}$  (ダブルットエス 2分の1)、ホウ素原子は ${}^2P_{1/2}$  (ダブルットピー 2分の1)となります。
- 3d遷移金属の場合、不完全内殻の電子軌道とスピンのみを考えればよく、たとえば、 $Mn^{2+}(3d^5)$ では、 $S=5/2$  ( $2S+1=6$ ),  $L=0$  (→記号S)、 $J=5/2$ なので、多重項の記号は ${}^6S_{5/2}$  (セクステットエス 2分の5)となります。

# 3d遷移金属イオンの電子配置と磁気モーメント

- 図は3d遷移金属イオンにおいて、フントの規則に従って3d電子の軌道にどのように電子が配置されるかを示しています。各準位は、 $l_z = -2, -1, 0, 1, 2$ に対応します。ただし、孤立した原子においては、これらの軌道のエネルギーは縮重して(同じエネルギーをもって)いるので図で分離して書いたのは、わかりやすさのためです。

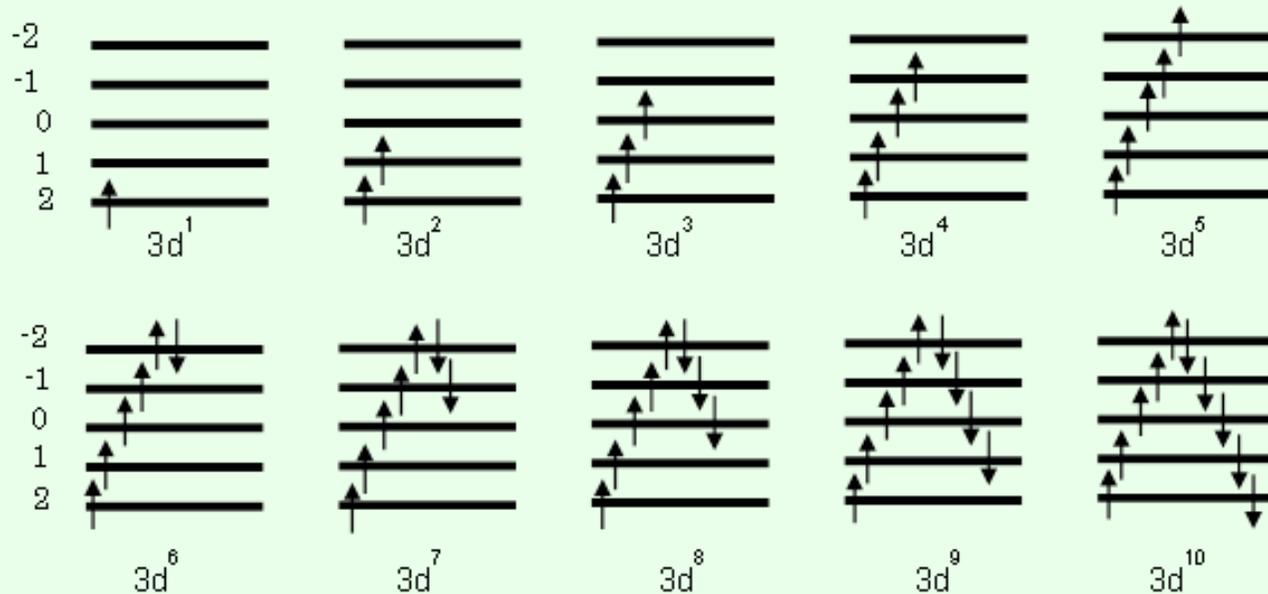


図 2.22 3価の3d遷移金属イオンにおけるフントの規則に従う電子の配置

## 表 遷移金属イオンのL,S,J,多重項,磁気モーメント

イオン	電子配置	L	S	J	$\mu_J$	$\mu_S$	exp	多重項
Ti <sup>3+</sup>	[Ar]3d <sup>1</sup>	2	1/2	3/2	1.55	1.73	1.7	<sup>2</sup> D <sub>3/2</sub>
V <sup>3+</sup>	[Ar]3d <sup>2</sup>	3	1	2	1.64	2.83	2.8	<sup>3</sup> F <sub>2</sub>
Cr <sup>3+</sup>	[Ar]3d <sup>3</sup>	3	3/2	3/2	0.78	3.87	3.8	<sup>4</sup> F <sub>3/2</sub>
Mn <sup>3+</sup>	[Ar]3d <sup>4</sup>	2	2	0	0	4.90	4.8	<sup>5</sup> D <sub>0</sub>
Fe <sup>3+</sup>	[Ar]3d <sup>5</sup>	0	5/2	5/2	5.92	5.92	5.9	<sup>6</sup> S <sub>5/2</sub>
Co <sup>3+</sup>	[Ar]3d <sup>6</sup>	2	2	4	6.71	4.90	5.5	<sup>5</sup> D <sub>4</sub>
Ni <sup>3+</sup>	[Ar]3d <sup>7</sup>	3	3/2	9/2	6.63	3.87	5.2	<sup>4</sup> F <sub>9/2</sub>

表2.2には、図2.22に示す電子配置のときに各イオンがもつ量子数L, S, J、2.7.6節で計算される磁気モーメント(Jを使った場合とSを使った場合)、実験で得られた磁気モーメントの値を示します。

# 軌道角運動量とスピン角運動量の寄与

常磁性体の磁化率 $\chi$ はキュリーの法則が成り立ち温度 $T$ に反比例します。すなわち

$$\chi = C/T \quad (2.24)$$

$C$ はキュリー一定数と呼ばれ、全角運動量量子数 $J$ を用いて

$$C = N g_J^2 \mu_B^2 J(J + 1) / 3k \quad (2.25)$$

と表されます。 $N$ はイオンの数、 $k$ はボルツマン定数です。

磁化率にはモル磁化率、グラム磁化率、体積磁化率などがあり、それによって $N$ が異なるので磁化率の表を見るときはどの磁化率であるかを見極める必要があります。

磁化率がキュリーの法則に従う場合、(2.24)式において $\chi$ の逆数をとると、 $T$ に比例します。この傾斜から $C$ が求まり、有効磁気モーメント $\mu = g_J \sqrt{J(J + 1)}$ が求められます。

## ➤ 遷移金属と希土類の常磁性

- 3d遷移イオンの磁気モーメントの実験値と計算値は表2.2に掲げてあります。また実験値は図2.23(a)の白丸で示してあります。一方、 $\mu$ の値は $L, S, J$ がわかれば計算できます。例えばTable2の $V^{3+}(3d^2)$ の場合、 $L=3, S=1, J=2$ なので $g_J=2/3, \sqrt{J(J+1)} = \sqrt{6}$ なので $\mu=1.64$ となりますが3d電子数2の実験値2.8を説明できません。もし、 $L=0$ と仮定すると $g_S=2, \sqrt{S(S+1)} = \sqrt{2}$ となり、 $\mu=2.83$ となり、実験結果を説明できます。
- これに対して4f希土類イオンの磁気モーメントの実験値は図2.23(b)の白丸です。この場合は、全角運動量 $J$ を使った計算値(実線)が実験結果をよく再現します。このように希土類では、原子の軌道が生き残っているのです。(ただし、4f電子数6( $Sm^{3+}$ )のときはバンブレックの常磁性を考慮しないと実験とは一致しません。)

## ➤ 磁性イオンの磁気モーメント

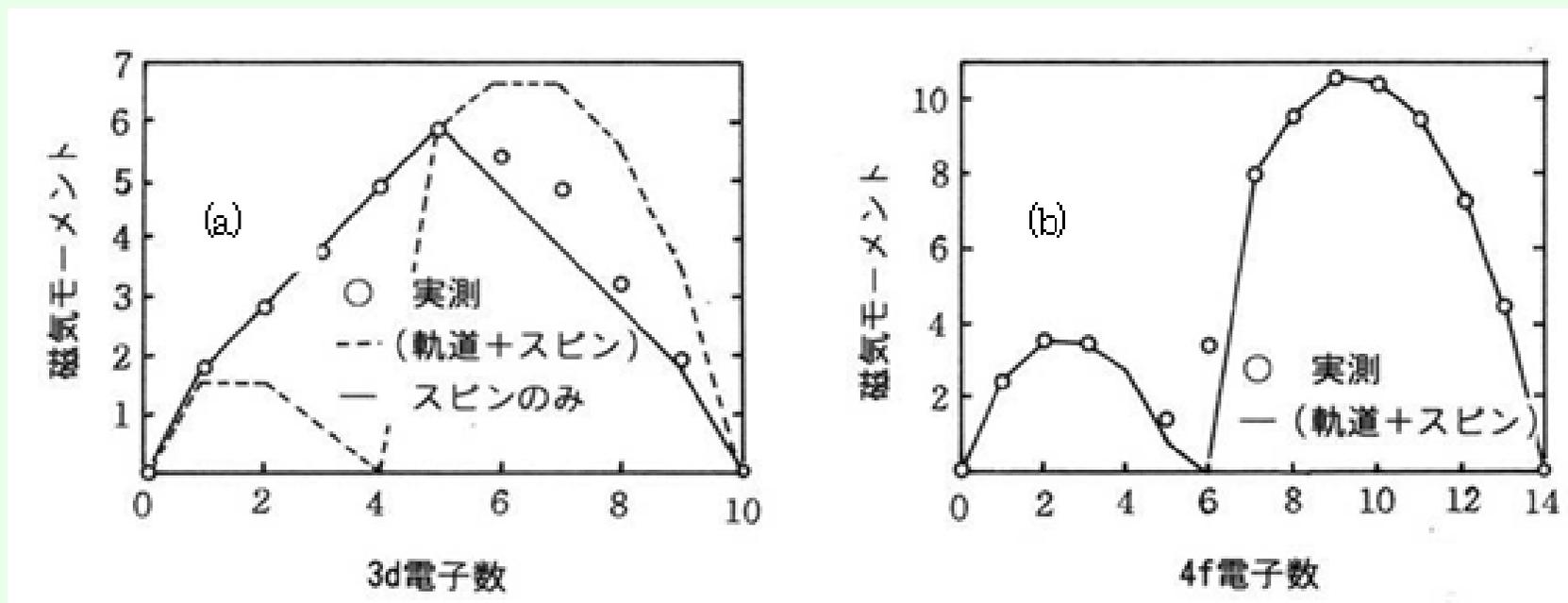


図 2.23 磁性イオンの磁気モーメントの実測値と理論値  
(a) 3d 遷移金属イオンの場合 (b) 4f 希土類イオンの場合

磁性と磁気光学の基礎

## 第2章 磁気光学入門

# 光と磁気のむすびつき

- 光と磁気のつながりには、
  - 物質の光応答に磁気が寄与する「磁気光学効果」と
  - 物質の磁性に光が影響する「光磁気効果」があります。
- 磁気光学効果には
  - おなじみのファラデー効果、磁気カー効果などいわゆる狭義の磁気光学効果と、ゼーマン効果、磁気共鳴、マグネトプラズマ効果など磁気が電磁波の応答に影響を与える広義の磁気光学効果が含まれます。

# 光磁気効果

- 光磁気効果のいろいろ
  - 光誘起磁気効果、光誘起磁化(逆ファラデー効果)、光誘起スピン再配列、熱磁気効果が含まれます。
  - 光磁気ディスクの記録には、レーザ光の熱を用いた熱磁気効果が使われています。
- この講義では、主として磁気光学効果に焦点を当てます。

# 1. 磁気光学効果とは何か

- この現象を学ぶには、偏光という概念から出発しなければなりません。このために、この講義では光は電磁波であるということから出発します。
- 直線偏光が回転したり、楕円偏光になったりする現象（光学活性）を学び、さらに、磁気光学効果が磁界または磁化によって生じる光学活性であることを学びます。

# 光の偏り(偏光)

- 光は電磁波です。
- 電界ベクトル $E$ と磁界ベクトル $H$ は直交しています。
- 磁界 $H$ を含む面を偏光面、電界 $E$ を含む面を振動面といいます。

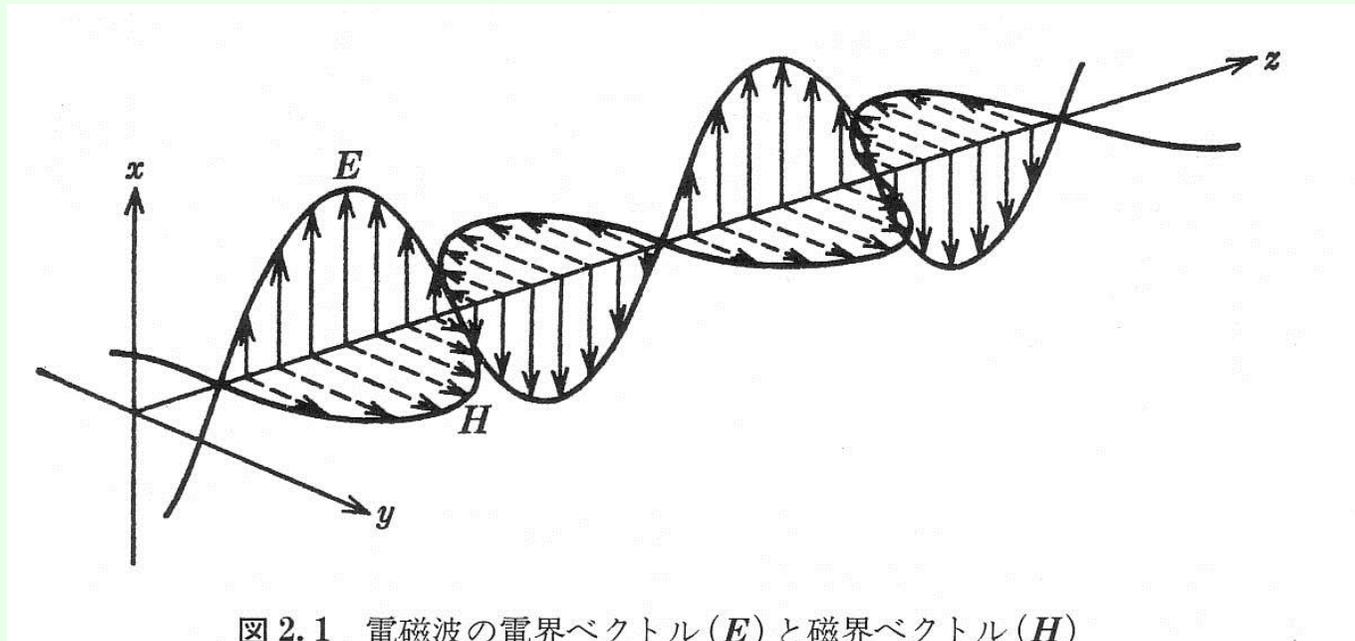


図 2.1 電磁波の電界ベクトル( $E$ )と磁界ベクトル( $H$ )

# 偏光の発見

- 1808年、ナポレオン軍の陸軍大尉で技術者のE.L. Malus がパリのアンフェル通りの自宅の窓からリュクセンブル宮の窓で反射された夕日を方解石の結晶を回転させながら覗いていた時、偏光の概念を見出しました。

<http://www.polarization.com/history/history.html>



スケッチ  
リュクサンブル宮  
佐藤勝昭画

# 直線偏光

- 偏光面が一つの平面に限られたような偏光を直線偏光と呼びます。
- 直線偏光を取り出すための素子を直線偏光子といいます。
- 直線偏光子には、複屈折偏光子、線二色性偏光子、ワイヤグリッド偏光子、ブリュースタ偏光子などがある。



# 円偏光

- ある位置で見た電界(または磁界)ベクトルが時間とともに回転するような偏光を一般に楕円偏光といいます。
- 光の進行方向に垂直な平面上に電界ベクトルの先端を投影したときその軌跡が円になるものを円偏光といいます。円偏光には右(回り)円偏光と左(回り)円偏光があります。(どちらが右まわりでどちらが左まわりかは著者により定義が異なっているので注意。)

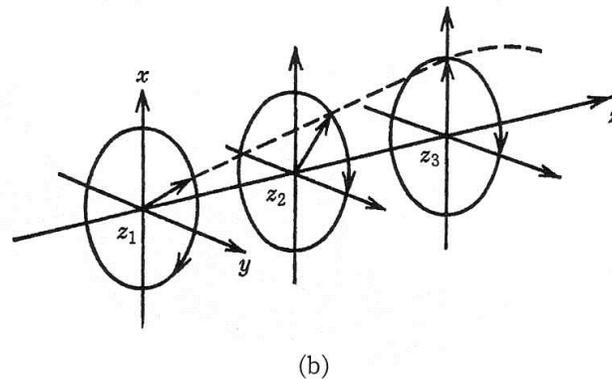
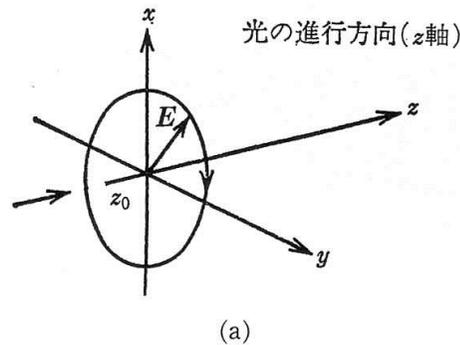


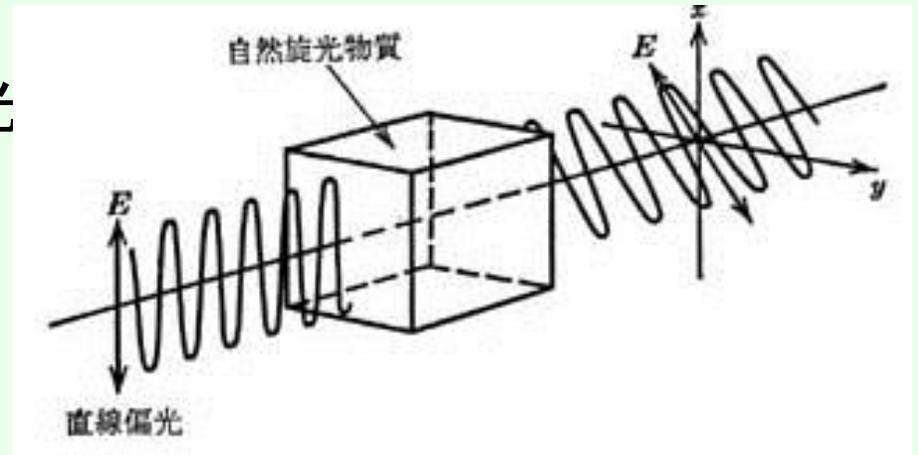
図 2.2 本書での定義による右円偏光

- (a) ある位置で光源を背にして見ると電界ベクトルが時間とともに右まわりに回転。  
(b) 時間を止めて電界ベクトルの軌跡をみると進行方向に左まわりになっている。

•円偏光は、直交する2つの直線偏光の合成で、両偏光の振動の位相の間に $90^\circ$ の差がある場合であると考えられる。

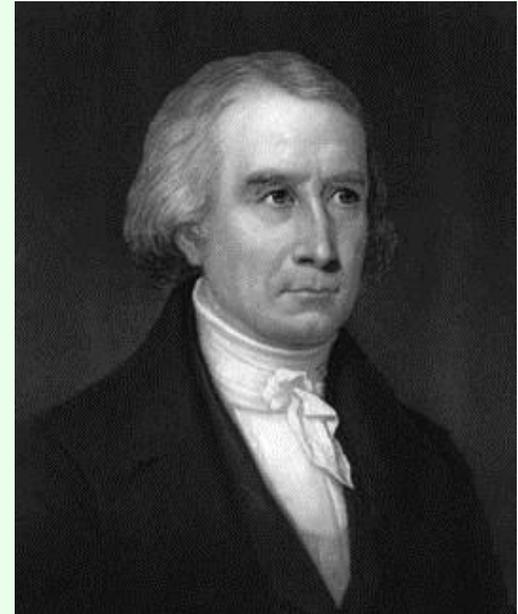
# 旋光性と円二色性

- 物体に直線偏光を入射したとき、透過してきた光の偏光面がもとの偏光面の方向から回転していたとすると、この物体は自然旋光性を持つといいます。
  - 水晶、ブドウ糖、ショ糖、酒石酸等
- これらの物質には原子の並びにらせん構造があって、これが旋光性の原因になります。



# 旋光性の発見

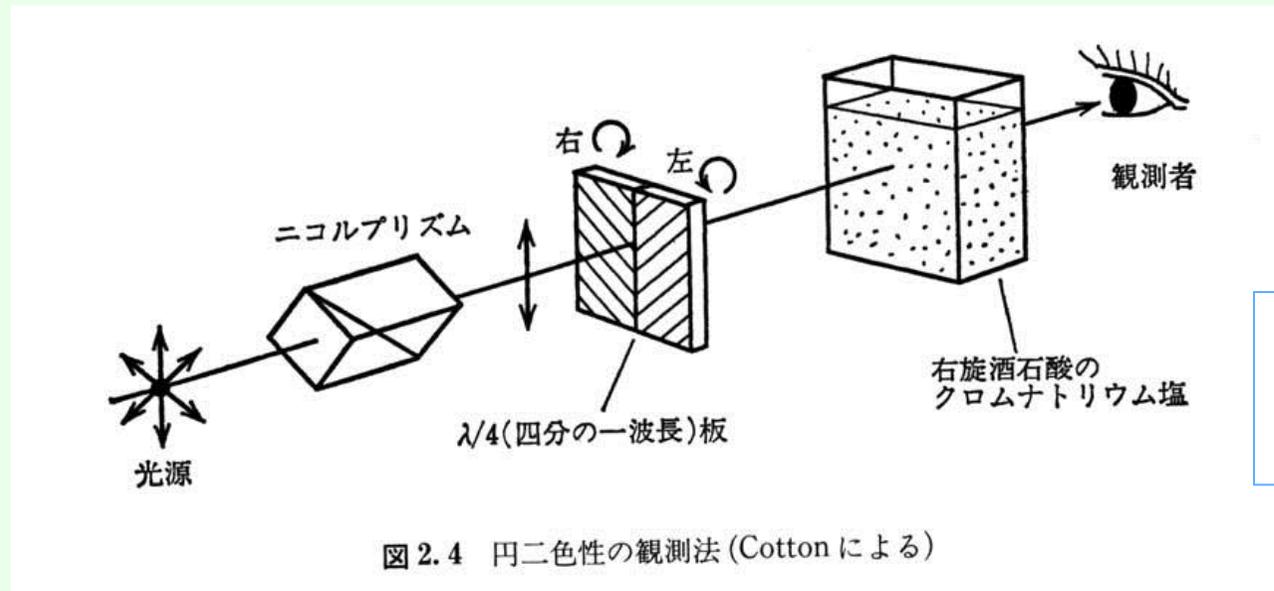
- 物質の旋光性をはじめて見つけたのは、フランスのArago(1786-1853)で、1811年に、水晶においてこの効果を発見しました。
- Aragoは天文学者としても有名で、子午線の精密な測量をBiot(1774-1862)とともにに行い、スペインでスパイと間違われて逮捕されるなど波瀾に満ちた一生を送った人です。ちなみに、Biotはビオ・サヴァールの法則の発見者の1人としても有名です。
- Aragoの発見はBiotに引きつがれ、旋光角が試料の長さに比例することや、旋光角が波長の二乗に反比例すること(旋光分散)等が発見されました。



François Arago  
1786 - 1853

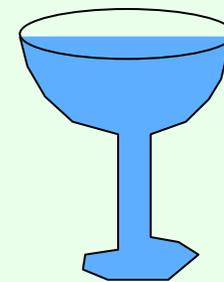
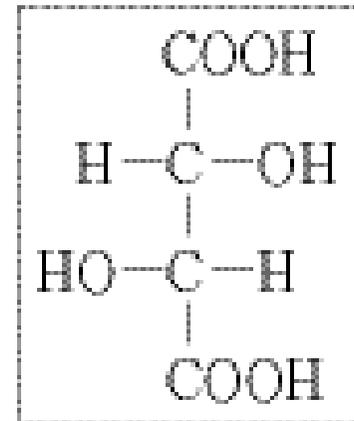
# 円二色性

- 酒石酸の水溶液などでは、右円偏光と左円偏光とに対して吸光度が違うという現象がある。これを円二色性という。この効果を発見したのはCottonという人で1869年のことです。彼は図2.4のような装置を作って眺めると左と右の円偏光に対して明るさが違うことを発見しました。後で説明しますが、円二色性がある物質に直線偏光を入射すると透過光は楕円偏光になります。



# 酒石酸

- ワインは、葡萄果実の酸を持つ酒で、この酸は主として酒石酸である。ワインの中では、大部分が酸性の酒石酸カリウムとして存在しています。
- この酸性酒石酸カリウムは、非常に溶解度が小さく、時に結晶として析出します。この結晶が「酒石」で、「ワインのダイヤモンド」とも呼ばれています。ワインのボトルを低温下で長期間保存すると、酒石が徐々に析出します。



# 光学活性

- 旋光性と円二色性とをあわせて、光学活性と呼びます。一般にこれらの性質は同時に存在します。
- 直線偏光を円二色性をもつ物質に入射すると、出てくる光は楕円偏光になります。
- 円二色性をもつ物質においては、旋光性は出円偏光の主軸の回転によって定義されます。
- 旋光性と円二色性は、クラマースクローニヒの関係で結びついており、互いに独立ではありません。

# クラマース・クローニヒの関係

- 右の図は旋光角のスペクトルと円二色性のスペクトルを1つの図に描いたものです。
- 旋光性と円二色性は互いに独立ではなく、クラマース・クローニヒの関係式で結びついています。一般に物理現象における応答を表す量の実数部と虚数部は独立ではなく、互いに他の全周波数の成分がわかれば積分により求めることができるという関係です。
- 旋光角のスペクトルは、円二色性スペクトルを微分したような形状をもっています。

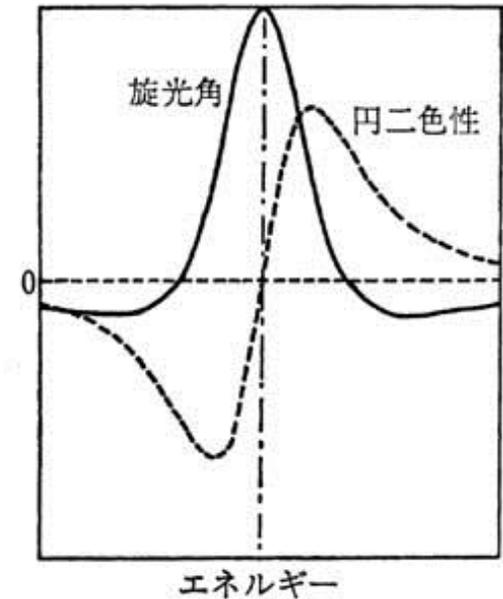
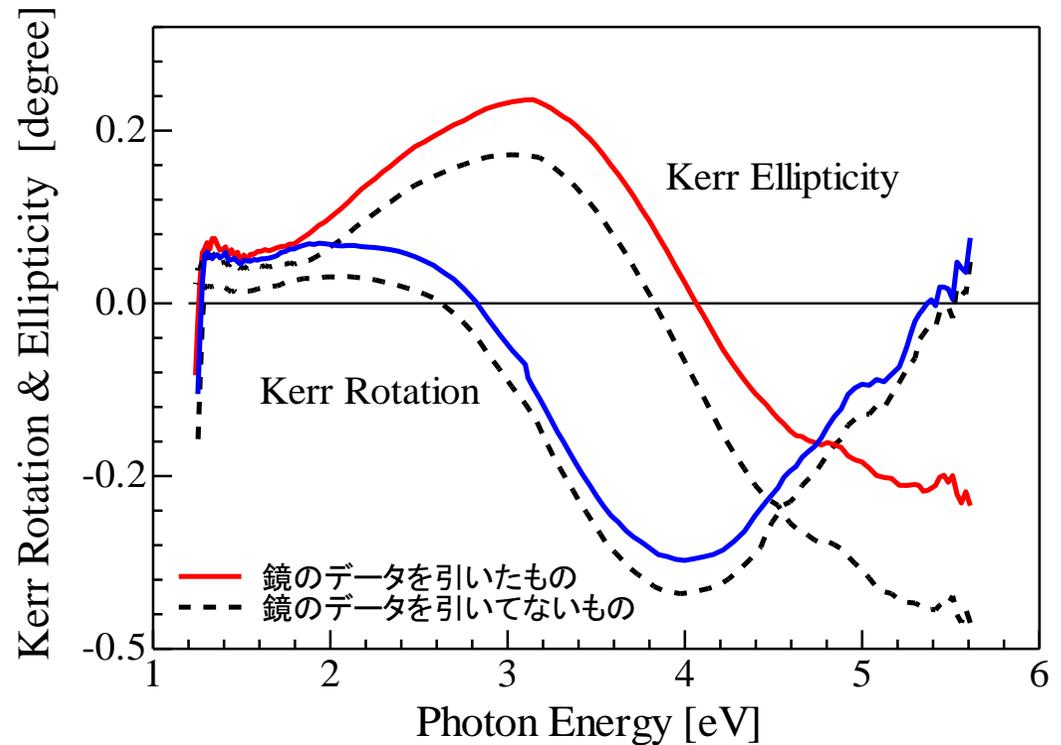


図 2.10 旋光分散(実線)と円二色性分散(点線)

# クラマース・クローニヒの関係式の例

- 右図は、佐藤研で測定したネオジム磁石 ( $\text{NdFe}_2\text{B}_{14}$ ) の磁気カー効果のスペクトルである。
- Rotation(回転)のピーク位置はEllipticity(楕円率=円二色性に比例)のS字曲線を中心付近に来る。



# 光学活性の分類

- 物質本来の光学異方性による光学活性を「自然活性」とよびます。
- 電界あるいは電気分極によって誘起される光学活性を電気光学(EO)効果といいます。
  - ポッケルス効果、電気光学カー効果があります。
- 磁界あるいは磁化によって誘起される光学活性を**磁気光学(MO)効果**といいます。
- 応力による光学活性をピエゾ光学効果または光弾性といいます。

# 非磁性体のファラデー効果

- ガラス棒にコイルを巻き電流を通じるとガラス棒の長手方向に磁界ができます。このときガラス棒に直線偏光を通すと磁界の強さとともに偏光面が回転する。この磁気旋光効果を発見者Faradayに因んでファラデー効果といいます。
- 光の進行方向と磁界とが同一直線上にあるときをファラデー配置といい、進行方向と磁界の向きが直交するような場合を、磁気複屈折を発見したVoigtに因んでフォークト配置といいます。

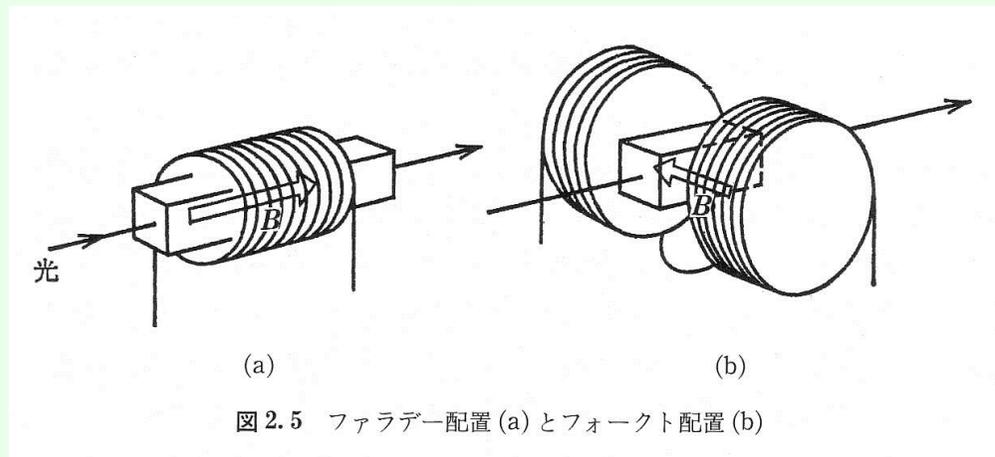
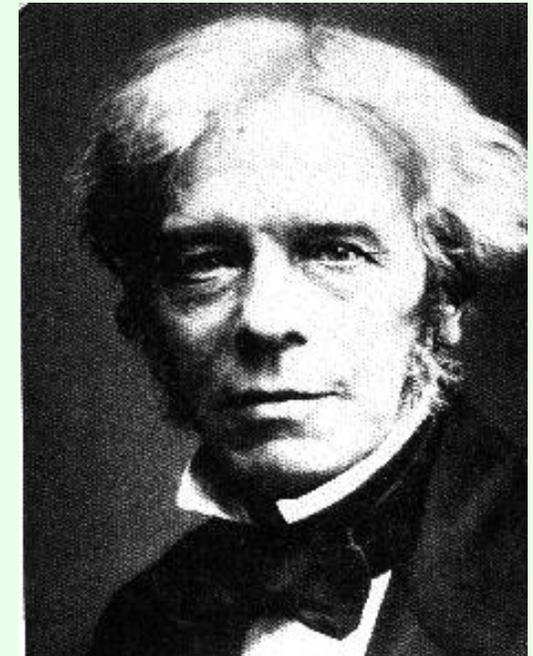
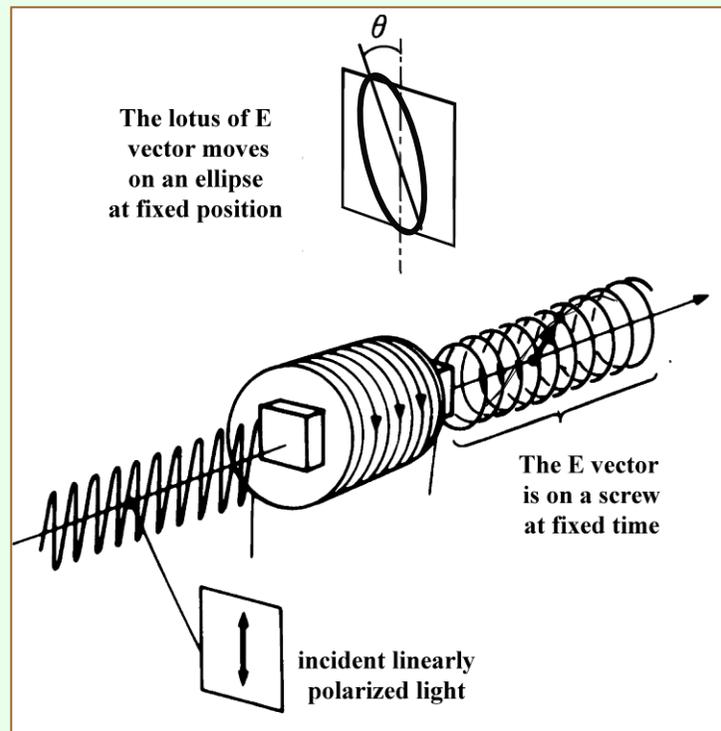


図 2.5 ファラデー配置 (a) とフォークト配置 (b)

# ファラデー効果

- ファラデー配置において直線偏光が入射したとき出射光が**楕円偏光**になり、その**主軸が回転**する効果です。



M. Faraday (1791-1867)

# ヴェルデ定数

- 強磁性を示さない物質の磁気旋光角を $\theta_F$ 、磁界を $H$ 、光路長 $l$ とすると、

$$\theta_F = V l H$$

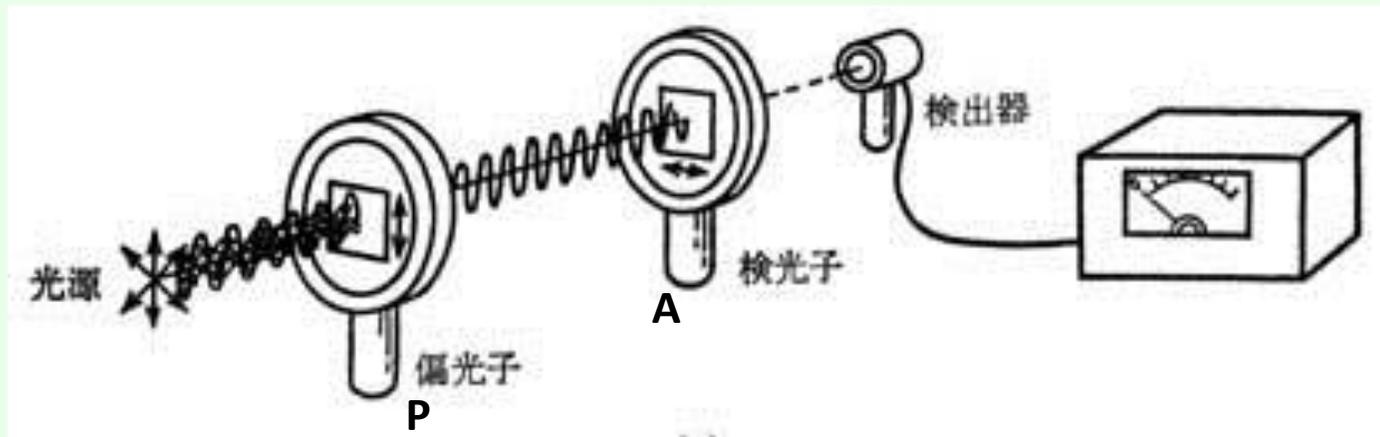
と表される。 $V$ はベルデ(Verdet)定数と呼ばれ、物質固有の比例定数である。

ヴェルデ定数一覧表  $\lambda=546.1\text{nm}$  理科年表による

物質	$V$ [min/A]	物質	$V$ [min/A]
酸素	$7.598 \times 10^{-6}$	NaCl	$5.15 \times 10^{-2}$
プロパン	$5.005 \times 10^{-5}$	ZnS	$2.84 \times 10^{-1}$
水	$1.645 \times 10^{-2}$	クラウンガラス	$2.4 \times 10^{-2}$
クロロホルム	$2.06 \times 10^{-2}$	重フリントガラス	$1.33 \times 10^{-1}$

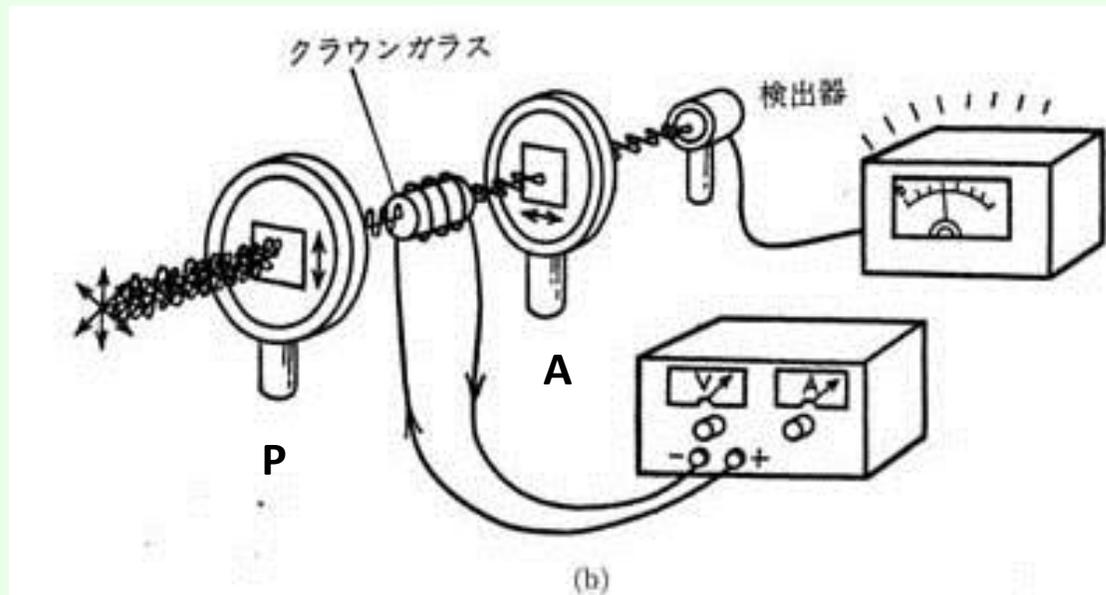
# 直交偏光子

- 偏光子Pと検光子Aを互いに偏光方向が垂直になるようにしておきます。(クロスニコル条件)
- この条件では光は通過しません。



# ファラデー効果による光スイッチ

- クロスニコル状態の偏光子Pと検光子Aの間に長さ0.23 mのクラウンガラスの棒を置き $10^6$  A/m( $\sim 1.3$ T)の磁界をかけたとすると、ガラス中を通過する際にほぼ $90^\circ$ 振動面が回転して検光子Aの透過方向と平行になり光がよく通過する。



# ファラデー効果と自然旋光性のちがい

- ファラデー効果においては磁界を反転すると逆方向に回転が起きます。つまり**回転角は磁界の方向に対して定義**されている。一方、自然旋光性は回転が光の進行方向に対して定義されています。
- 図2.7に示すように、ブドウ糖液中を光を往復させると戻ってきた光は全く旋光していないが、磁界中のガラスを往復した光は、片道の場合の2倍の回転を受けます。

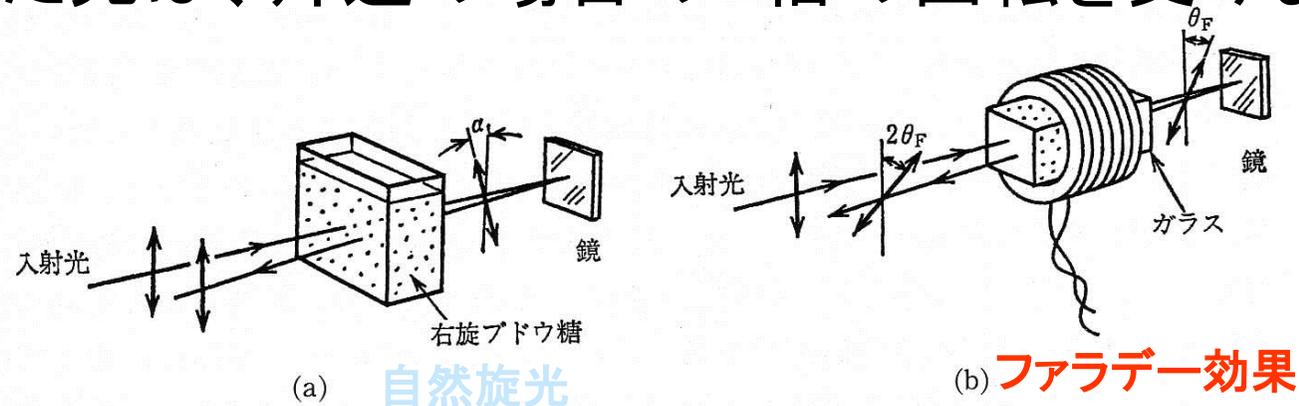


図 2.7 ファラデー効果の場合

ブドウ糖液中を往復した光は旋光しないが(a)、磁界中のガラスを往復した光は片道の2倍だけ旋光している(b).

# 強磁性体のファラデー効果

- ガラスのファラデー効果に比べ、強磁性体、フェリ磁性体は非常に大きなファラデー回転を示します。
- 飽和磁化状態の鉄のファラデー回転は1cmあたり $380,000^\circ$ に達します。強磁性体のファラデー回転角の飽和値は物質定数です。
  - 1cmもの厚さの鉄ではもちろん光は透過しませんが薄膜を作ればファラデー回転を観測することが可能です。例えば30 nmの鉄薄膜では光の透過率は約70%で、回転角は約 $1^\circ$ となります。

# 代表的な磁性体のファラデー効果

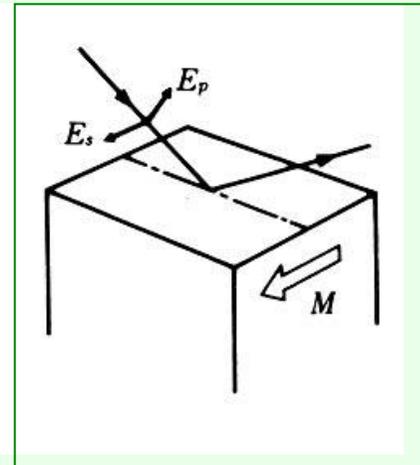
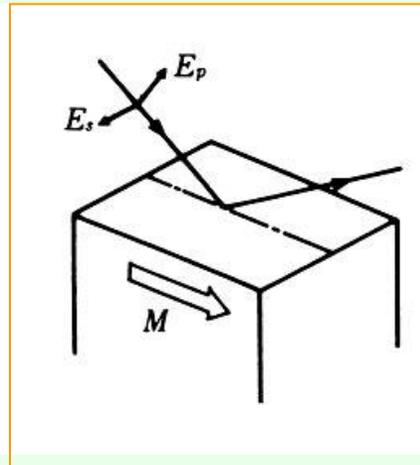
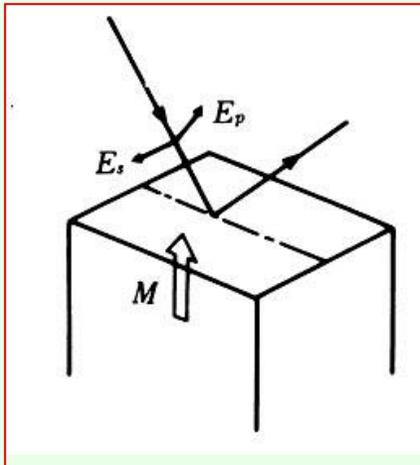
物質名	旋光角 (deg/cm)	性能指数 (deg/dB)	測定波長 (nm)	測定温度 (K)	磁界 (T)
Fe	$3.825 \cdot 10^5$		578	室温	2.4
Co	$1.88 \cdot 10^5$		546	//	2
Ni	$1.3 \cdot 10^5$		826	120 K	0.27
$Y_3Fe_5O_{12}$ *	250		1150	100 K	
$Gd_2BiFe_5O_{12}$	$1.01 \cdot 10^4$	44	800	室温	
MnSb	$2.8 \cdot 10^5$		500	//	
MnBi	$5.0 \cdot 10^5$	1.43	633	//	
$YFeO_3$	$4.9 \cdot 10^3$		633	//	
$NdFeO_3$	$4.72 \cdot 10^4$		633	//	
$CrBr_3$	$1.3 \cdot 10^5$		500	1.5K	
EuO	$5 \cdot 10^5$	104	660	4.2 K	2.08
$CdCr_2S_4$	$3.8 \cdot 10^3$	35(80K)	1000	4K	0.6

# 磁気カー効果

- 磁気カー効果は、反射光に対するファラデー効果といふことができます。カー(Kerr)という人は電気光学効果の研究でも有名で一般にカー効果というとき電気光学効果のほうをさすことが多いので区別のため磁気カー効果と呼んでいます。
- 英語ではMagneto-optical Kerr Effect: MOKEと呼びます。

# 磁気カー効果

- MO-Kerr 効果には、3種類があります。
  - **極力一効果** (磁化が反射面の法線方向、直線偏光は傾いた楕円偏光となる)
  - **縦力一効果** (磁化が試料面内 & 入射面内、直線偏光は傾いた楕円偏光となる)
  - **横力一効果** (磁化が試料面内、入射面に垂直偏光の回転はないが磁界による強度変化)



# 代表的な磁性体のカー一回転角

物質名	カー一回転角 (deg)	測定光エネルギー (eV)	測定温度 (K)	磁界 (T)
Fe	0.87	0.75	室温	
Co	0.85	0.62	//	
Ni	0.19	3.1	//	
Gd	0.16	4.3	//	
Fe <sub>3</sub> O <sub>4</sub>	0.32	1	//	
MnBi	0.7	1.9	//	
CoS <sub>2</sub>	1.1	0.8	4.2	0.4
CrBr <sub>3</sub>	3.5	2.9	4.2	
EuO	6	2.1	12	
USb <sub>0.8</sub> Te <sub>0.2</sub>	9.0	0.8	10	4.0
CoCr <sub>2</sub> S <sub>4</sub>	4.5	0.7	80	
a-GdCo *	0.3	1.9	298	
PtMnSb	2.1	1.75	298	1.7

# 磁気光学スペクトル

- 磁気旋光(ファラデー回転、カー回転)に限らず一般に旋光度は、光の波長に大きく依存する。旋光度の波長依存性を化学の分野では旋光分散(optical rotatory dispersion; ORD)と呼んでいます。物理の言葉では旋光スペクトルといいます。
- 旋光度や円二色性は物質が強い吸光度を示す波長領域で最も大きく変化します。これを化学の方では異常分散と称します。
  - 何が異常かということ、一般に吸収のない波長では旋光度は波長の二乗に反比例して単調に変化するのに対し、特定の波長でピークを持ったり、微分波形を示したりするからです。

# 磁気光学ヒステリシスループの波長依存性

- 右の図はいくつかの測定波長におけるアモルファスGdCo薄膜のカー効果のヒステリシス曲線です。
- この図を見るとヒステリシスループの高さばかりでなく、その符号までが波長とともに変わることが分ります。
- なぜ磁気光学で測定したヒステリシスは波長によって大きさが変わったり反転したりすることがあるのでしょうか？

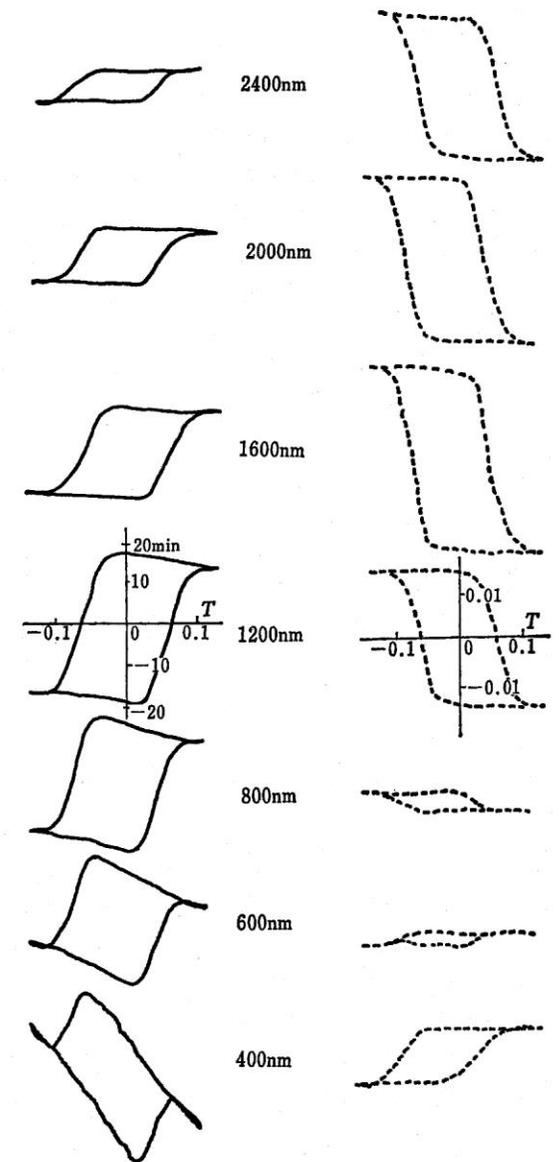


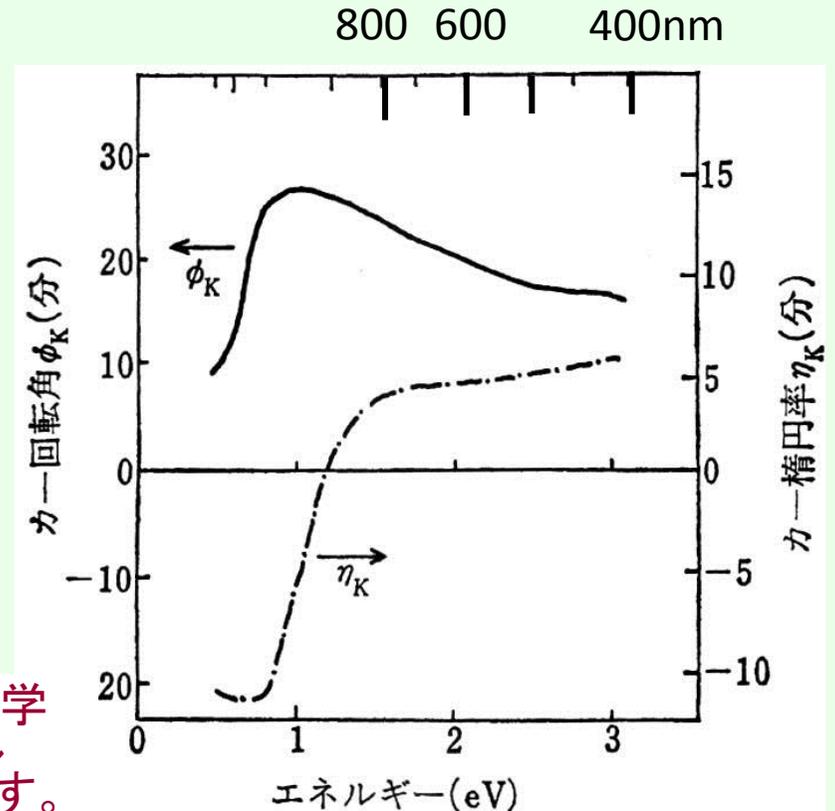
図 2.11 アモルファス GdCo (ガドリニウムコバルト) 薄膜におけるカー効果のヒステリシス曲線の波長依存性 (基板側から測定したもの)<sup>24)</sup>

左側はカー回転角、右側は磁気円二色性 (カー楕円率に相当) を示す。

# GdCoの磁気光学スペクトル

- 図はアモルファスGdCo薄膜の残留磁化におけるカー回転およびカー楕円率を光子のエネルギーEに対してプロットしたスペクトルです。
- 大きさや符号が波長と共に変化することが理解されるでしょう。

●なぜエネルギーを横軸にとるかという、磁気光学効果スペクトルは、それぞれの物質の電子エネルギー構造に基づいて生じているものであるからです。(光の波長 $\lambda$ とエネルギーEの関係は、波長 $\lambda$ を $\mu\text{m}$ を単位として表した場合、EをeV単位として $E = 1.2398/\lambda$ で与えられます。)



# なぜスペクトル測定？

- あとの講義で述べるように、量子力学によれば、磁気光学効果は磁化を持つ物質中での特定の光学遷移の円偏光に対する選択則から生じます。
- このため、磁気光学スペクトルは物質の電子構造を反映するのです。
- 逆に、電子構造を調べる手段として磁気光学効果を用いることもできるのです。

# 1 のまとめ

この講義では、次のことを学びました。

- 偏光には直線偏光・円偏光楕円偏光があること
- 旋光性と円二色性をあわせて光学活性ということ
- 磁界(または磁化)がある場合の光学活性を磁気光学効果ということ
- 磁気光学効果にはファラデー効果、磁気カー効果があること
- 磁気光学効果を使って光をスイッチしたり、磁気ヒステリシスを測定したりすることができること
- 磁気光学効果の大きさや符号は、波長(または光子エネルギー)に依存すること