

物理システム工学科3年次

物性工学概論

第火曜1限0031教室

第13回 スピンエレクトロニクスと材料[2]

磁性の起源・磁気記録

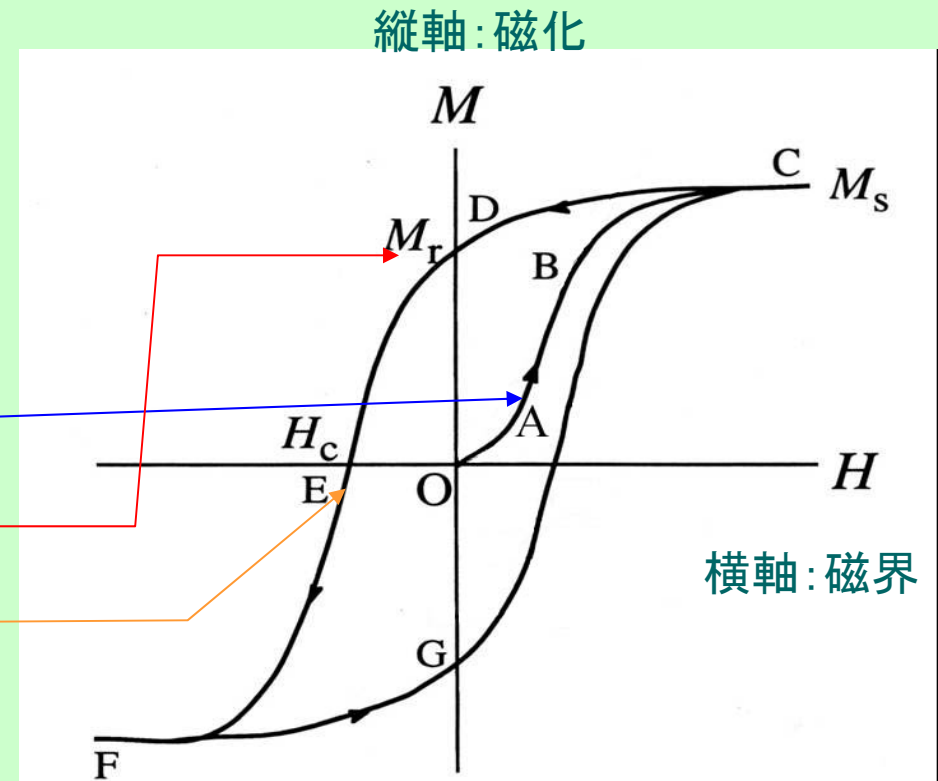
副学長

佐藤勝昭

# 復習：磁性体を特徴づけるもの(1)

## 磁気ヒステリシス

- 強磁性体においては、その磁化は印加磁界に比例せず、ヒステリシスを示す。
  - $O \rightarrow B \rightarrow C$ : 初磁化曲線
  - $C \rightarrow D$ : 残留磁化
  - $D \rightarrow E$ : 保磁力
  - $C \rightarrow D \rightarrow E \rightarrow F \rightarrow G \rightarrow C$ : ヒステリシスループ

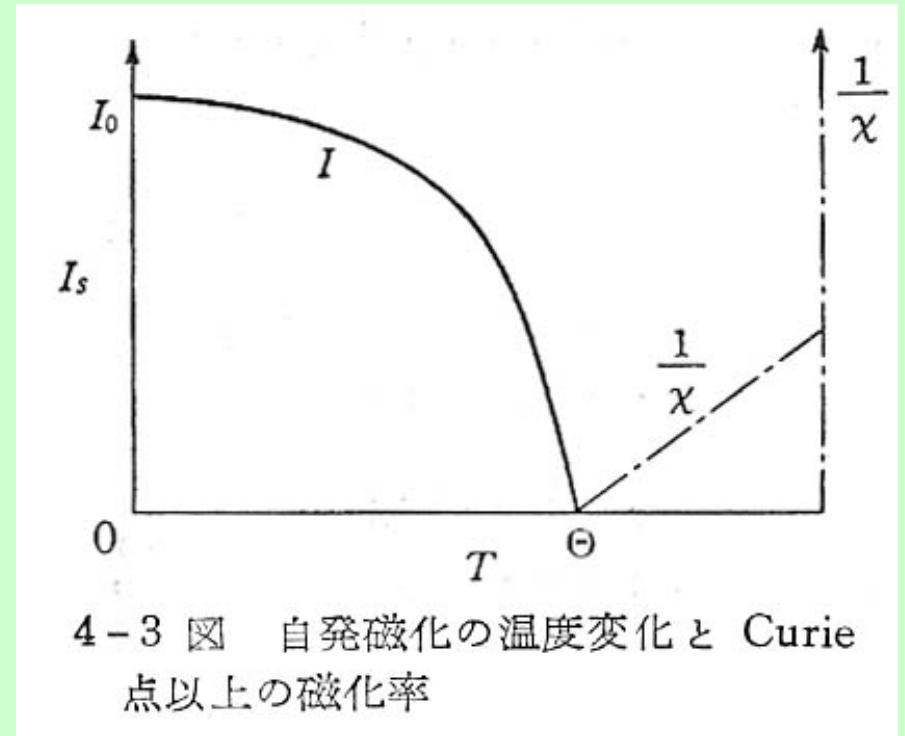


(高梨：初等磁気工学講座テキスト)

# 復習：磁性体を特徴づけるもの(2)

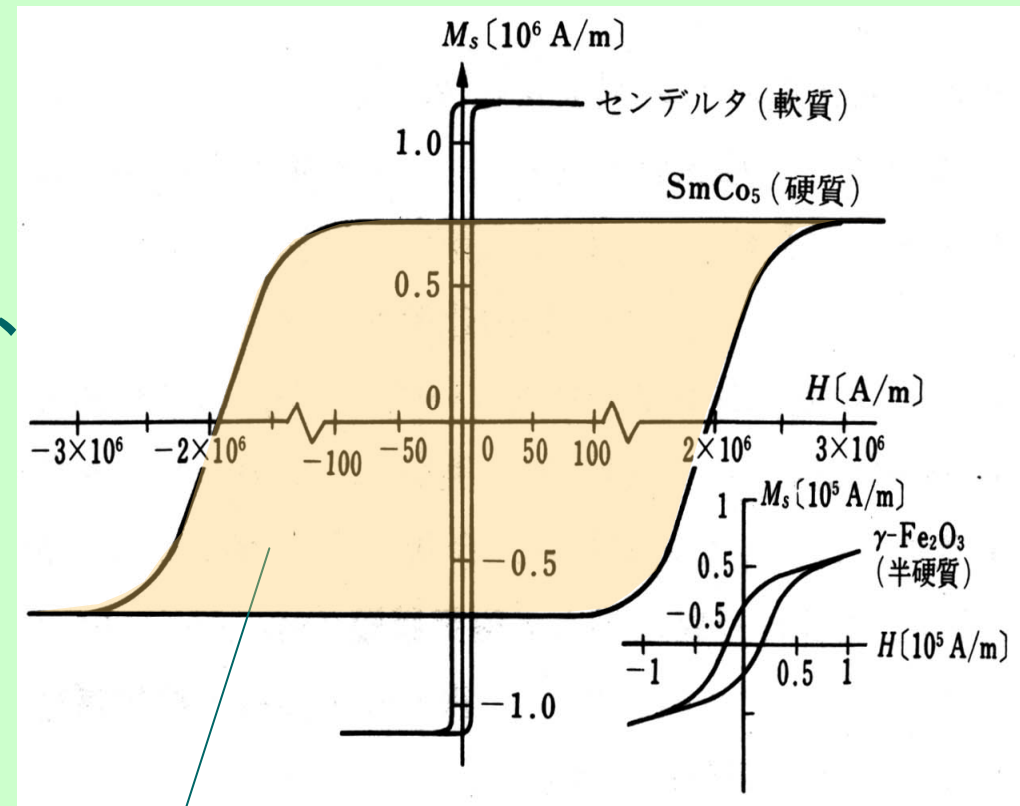
## 自発磁化の温度変化

- 強磁性体の自発磁化の大きさは温度上昇とともに減少し、キュリー温度  $T_c$  において消滅する。
- $T_c$  以上では常磁性である。常磁性磁化率の逆数は温度に比例し、ゼロに外挿するとキュリー温度が求まる。



# 復習： 磁気ヒステリシスと応用

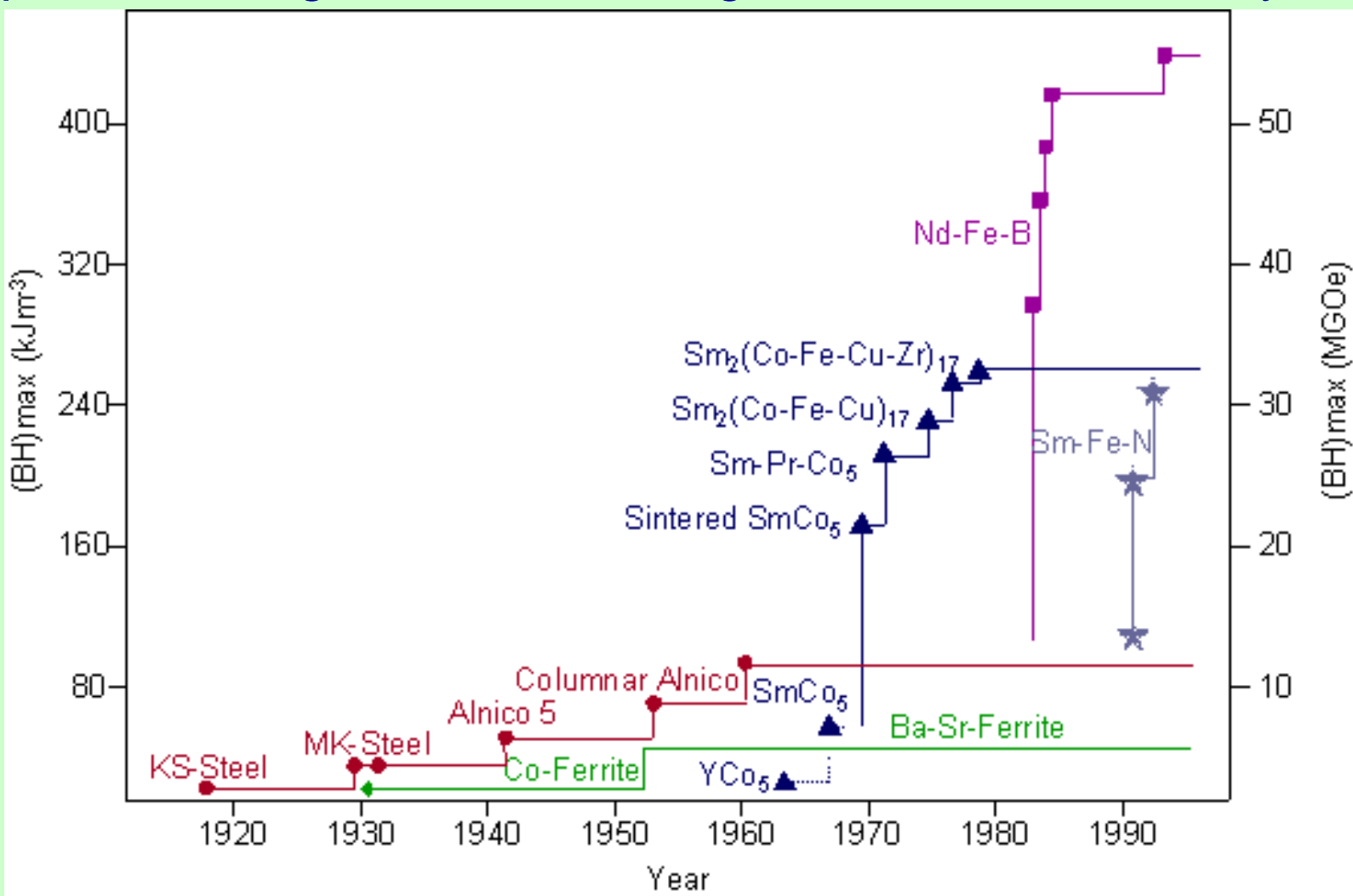
- 保磁力のちがいで用途が違ふ
- $H_C$ 小: 軟質磁性体
  - 磁気ヘッド、変圧器鉄心、磁気シールド
- $H_C$ 中: 半硬質磁性体
  - 磁気記録媒体
- $H_C$ 大: 硬質磁性体
  - 永久磁石



このループの面積がエネルギー積

# 復習: 永久磁石の最大エネルギー積 $(BH)_{\max}$ の変遷

([http://www.aacg.bham.ac.uk/magnetic\\_materials/history.htm](http://www.aacg.bham.ac.uk/magnetic_materials/history.htm))



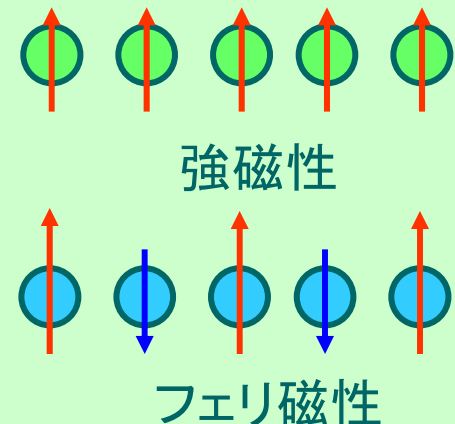
# 復習： 磁石をつくる元素たち

- 3d 遷移金属

- 室温で強磁性を示す金属元素: Fe, Co, Niのみ
- 合金や金属間化合物を作ると強磁性になる元素: Mn (MnAs, MnSb, MnBi, MnAl, MnGa,  $Mn_5Ge_3$ , PtMnBi等), Cr ( $CrO_2$ ,  $Cr_3Te_4$ ,  $CdCr_2Se_4$ )
- Feの酸化物はフェライトと総称され、フェリ磁性を示す ( $Fe_3O_4$ ,  $MgFe_2O_4$ ,  $YFeO_3$ ,  $Y_3Fe_5O_{12}$ )

- 4f希土類金属

- 室温で強磁性を示す希土類はない。
- Gd, Dyは低温で強磁性を示す



# 復習:

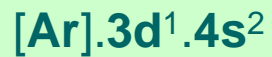
## 3d遷移金属の磁性

- Ti 常磁性
- V 常磁性
- Cr 反強磁性(スピン密度波)  $T_N=308\text{K}$
- Mn反強磁性(螺旋磁性)  $T_N=100\text{K}$  常磁性@RT
- Fe 強磁性  $m=2.219 \mu_B/\text{atom}$   $T_c=1043\text{K}$
- Co 強磁性  $m=1.715 \mu_B/\text{atom}$   $T_c=1388\text{K}$
- Ni 強磁性  $m=0.604 \mu_B/\text{atom}$   $T_c=631\text{K}$
- Cu 反磁性

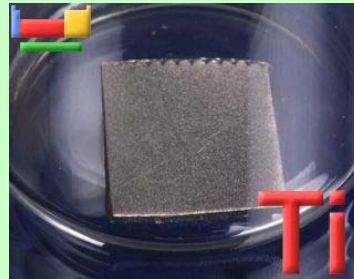
# 3d遷移元素

• WebElements™ Periodic table  
(<http://www.webelements.com/>)より

スカンジウム

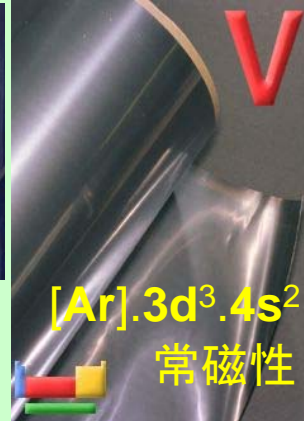


チタン



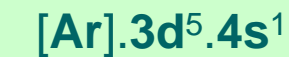
常磁性

バナジウム



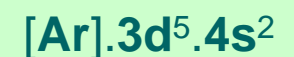
常磁性

クロム



スピン密度波

マンガン



常磁性

鉄



強磁性

コバルト



強磁性

ニッケル



強磁性

銅



反磁性



# 復習： 希土類金属の磁性

- すべての4f希土類金属はGdを除き室温では常磁性

元素	キュリー温度	ネール温度	
Ce		12.5	反強磁性→常磁性
Pr		25	反強磁性→常磁性
Nd		19	反強磁性→常磁性
Sm		14.8	反強磁性→常磁性
Eu		90	反強磁性→常磁性
Gd	293		強磁性→常磁性
Tb	222	229	強磁性→反強磁性→常磁性
Dy	85	179	強磁性→反強磁性→常磁性
Ho	20	131	強磁性→反強磁性→常磁性
Er	20	84	強磁性→反強磁性→常磁性

強磁性の3d金属と合金化することによって、磁気モーメントが配向され、強い強磁性を示す。

SmCo5  
NdFe2B14  
GdCo  
TbFe

# 第13回で学ぶこと

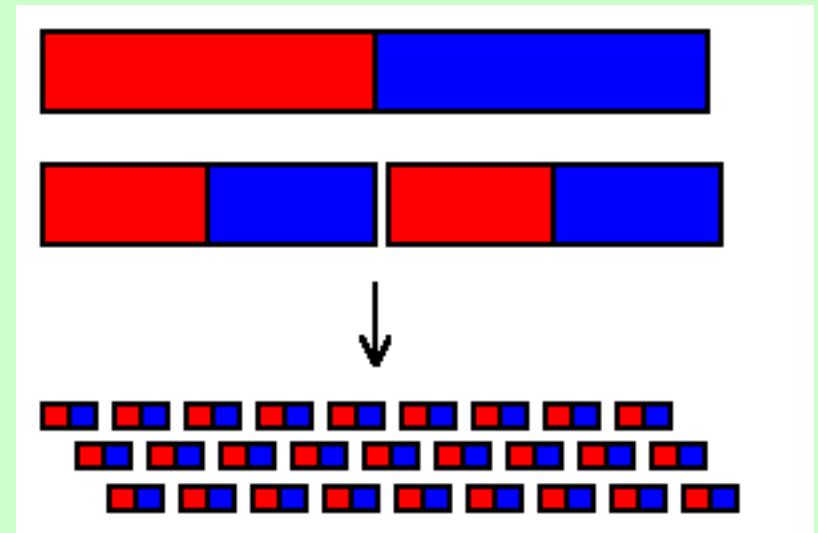
- 磁性の起源：電子の軌道角運動量とスピン
- 磁気ヒステリシスの起源：磁区
- 磁気記録の原理
- 高密度磁気記録を目指して

# 磁性の起源

- 磁石をどんどん小さくすると
- 磁極は必ずペアで現れる
- 究極のミニ磁石→原子磁気モーメント
- 磁気モーメントの起源：角運動量
  - 軌道角運動量
  - スピン角運動量
- 磁気をそろえ合う力

# 磁石を切るとどうなる

- 磁石は分割しても小さな磁石ができるだけ。
- 両端に現れる磁極の大きさ(単位Wb/cm<sup>2</sup>)は小さくしても変わらない。
- N極のみ、S極のみを単独で取り出せない。

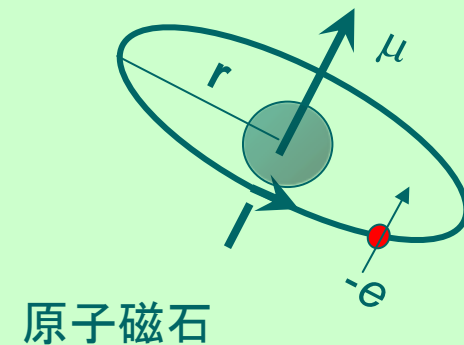
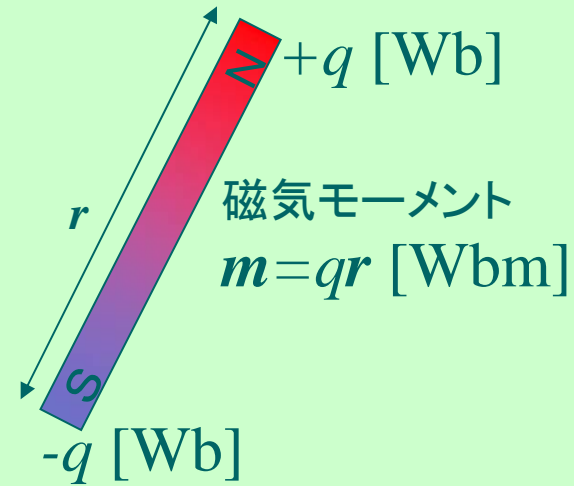


岡山大のHPより

(<http://www.magnet.okayama-u.ac.jp/magword/domain/>)

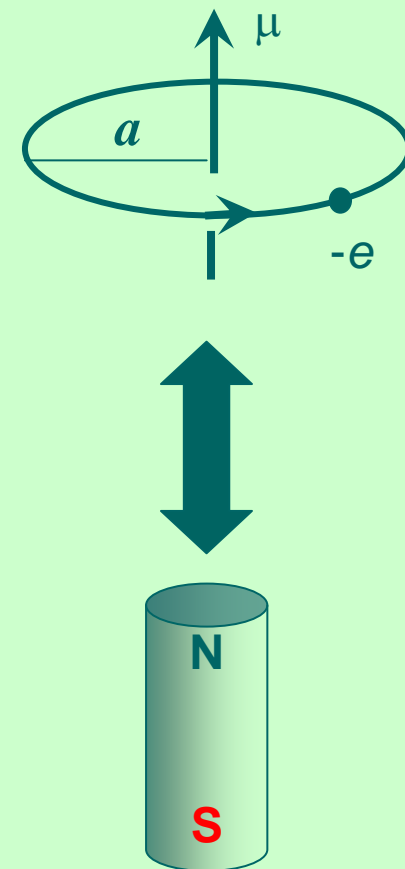
# 究極の磁石：原子磁気モーメント

- さらにどんどん分割して  
原子のレベルに達しても  
磁極はペアで現れる
- この究極のペアにおける  
磁極の大きさと間隔の積  
を磁気モーメントとよぶ
- 原子においては、電子の  
軌道運動による電流と  
電子のスピンによって磁気  
モーメントが生じる。



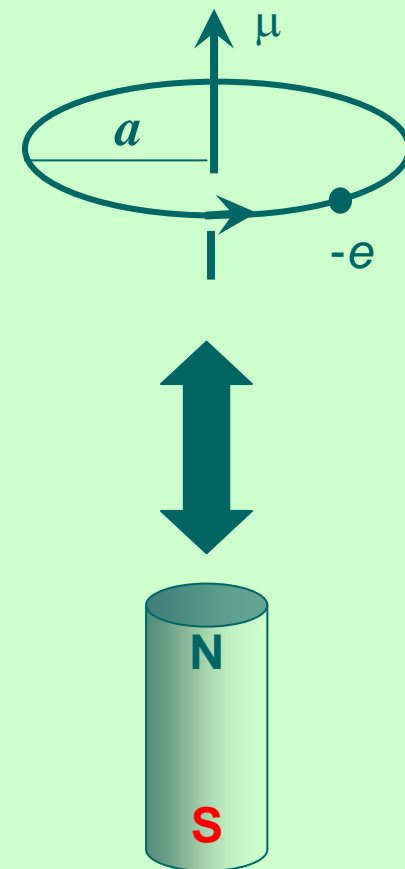
# QUIZ:環状電流と磁気モーメント

- 電子の周回運動は環状電流をもたらす。
- $-e$ [C]の電荷が半径 $a$ [m]の円周上を線速度 $v$ [m/s]で周回しているとする、  
→1周の時間は [s]  
→電流は $i=$  [A]。
- 磁気モーメントは、電流値 $i$ に円の面積 $S=\pi a^2$ をかけることにより求められ、  
 $\mu=iS=$ となる。
- 一方、角運動量は $\Gamma=maav$ であるから、これを使うと磁気モーメントは  
 $\mu=$ となる。



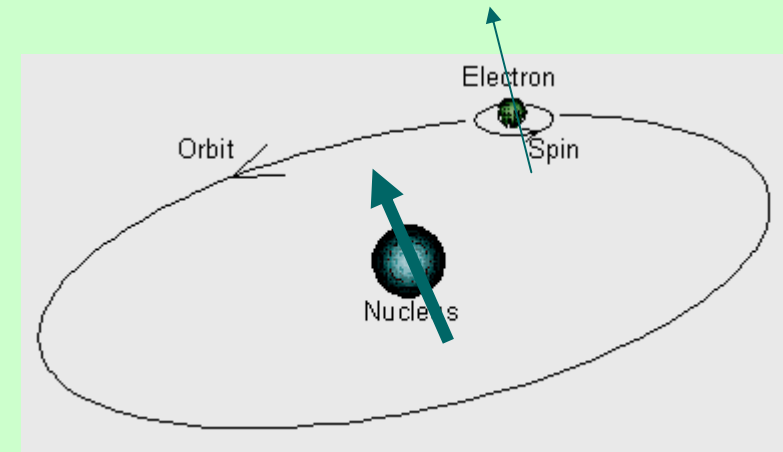
# QUIZ:環状電流と磁気モーメント

- 電子の周回運動は環状電流をもたらす。
- $-e$ [C]の電荷が半径 $a$ [m]の円周上を線速度 $v$ [m/s]で周回しているとする、  
→1周の時間は  [s]  
→電流は  $i =$  [A]。
- 磁気モーメントは、電流値 $i$ に円の面積 $S = \pi a^2$ をかけることにより求められ、  
 $\mu = iS =$  となる。
- 一方、角運動量は $\Gamma = mav$ であるから、これを使うと磁気モーメントは  
 $\mu =$  となる。



# 軌道角運動量の量子的扱い

- 量子論によると角運動量は  $\hbar$  を単位とするとびとびの値をとり、電子軌道の角運動量は  $\Gamma_l = \hbar L$  である。 $L$  は整数値をとる
- $\mu = -(e/2m)\Gamma$  に代入すると軌道磁気モーメントは次式となる。
- $\mu_l = -(e\hbar/2m)L = -\mu_B L$



ボア磁子  $\mu_B = e\hbar/2m = 9.27 \times 10^{-24} [\text{J/T}]$   
単位:  $[\text{J/T}] = [\text{Wb}^2/\text{m}] / [\text{Wb}/\text{m}^2] = [\text{Wb} \cdot \text{m}]$



# もう一つの角運動量：スピン

- 電子スピン量子数 $s$ の大きさは $1/2$
- 量子化軸方向の成分 $s_z$ は $\pm 1/2$ の2値をとる。
- スピン角運動量は $\hbar$ を単位として $\Gamma_s = \hbar s$ となる。
- スピン磁気モーメントは $\mu_s = -(e/m)\Gamma_s$ と表される。
- 従って、 $\mu_s = -(e\hbar/m)s = -2\mu_B s$
- 実際には上式の係数は、2より少し大きな値 $g$ (自由電子の場合 $g=2.0023$ )をもつので、 $\mu_s = -g\mu_B s$ と表される。

# [参考]

## スピンとは？

- ディラックの相対論的電磁気学から必然的に導かれる。
- スピンはどのように導入されたか
  - Na(ナトリウム)のD線のゼーマン効果(磁界をかけるとスペクトル線が2本に分裂する。)を説明するためには、電子があるモーメントを持っていてそれが磁界に対して平行と反平行とでゼーマンエネルギーが異なると考える必要があったため、導入された量子数である。
- 電子スピン、核スピン

# [参考] スピン発見のきっかけになった ナトリウムの発光スペクトル



- NaランプはD線と呼ばれる波長589.6nmと589.0nmの2本のオレンジ色の輝線スペクトルを示し、トンネルなどの道路照明に使われている。

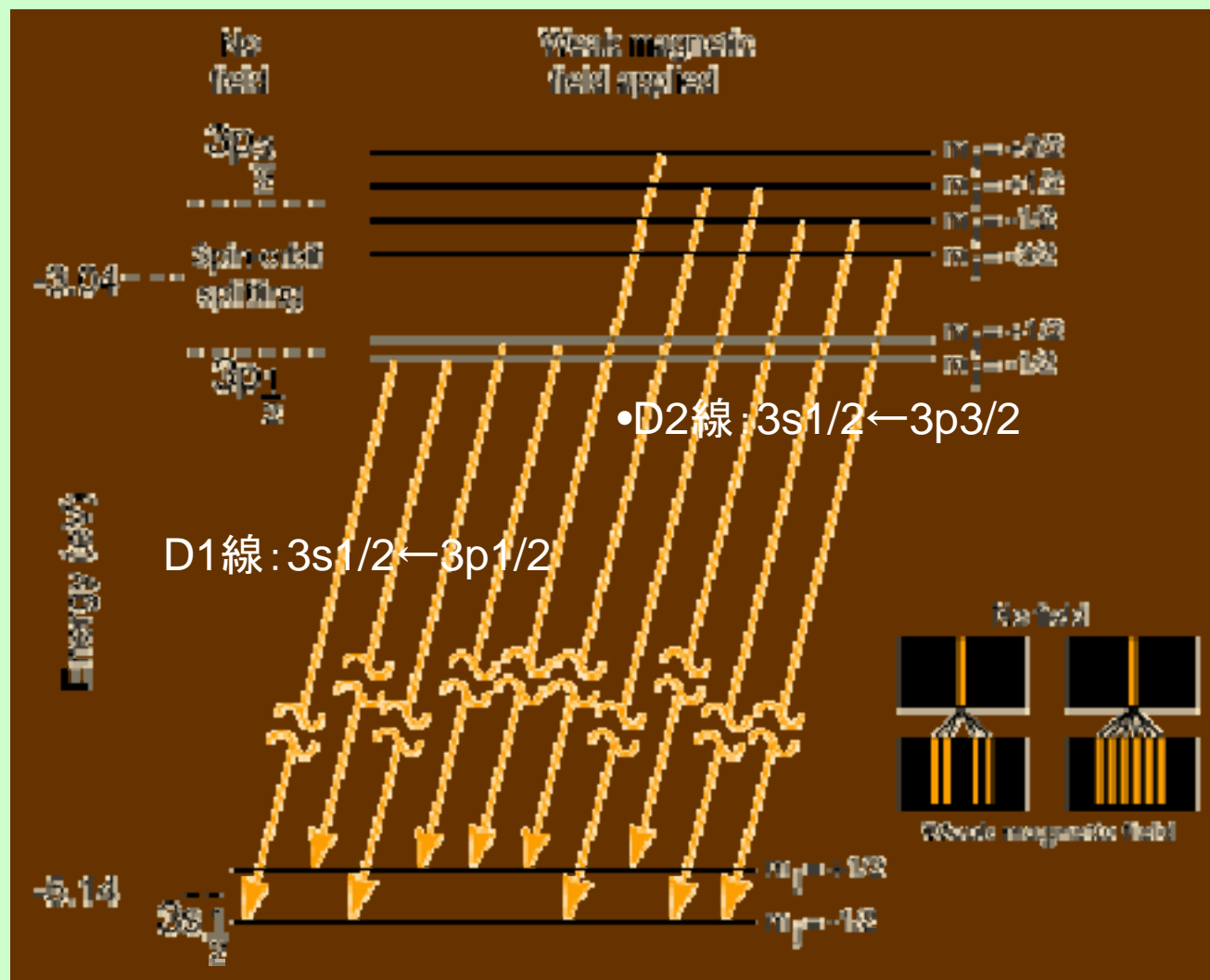
NaのD線発光に対応する遷移

- D1線:  $3s_{1/2} \leftarrow 3p_{1/2}$
- D2線:  $3s_{1/2} \leftarrow 3p_{3/2}$



# [参考] スピン発見のきっかけになった実験 NaのD線のゼーマン効果

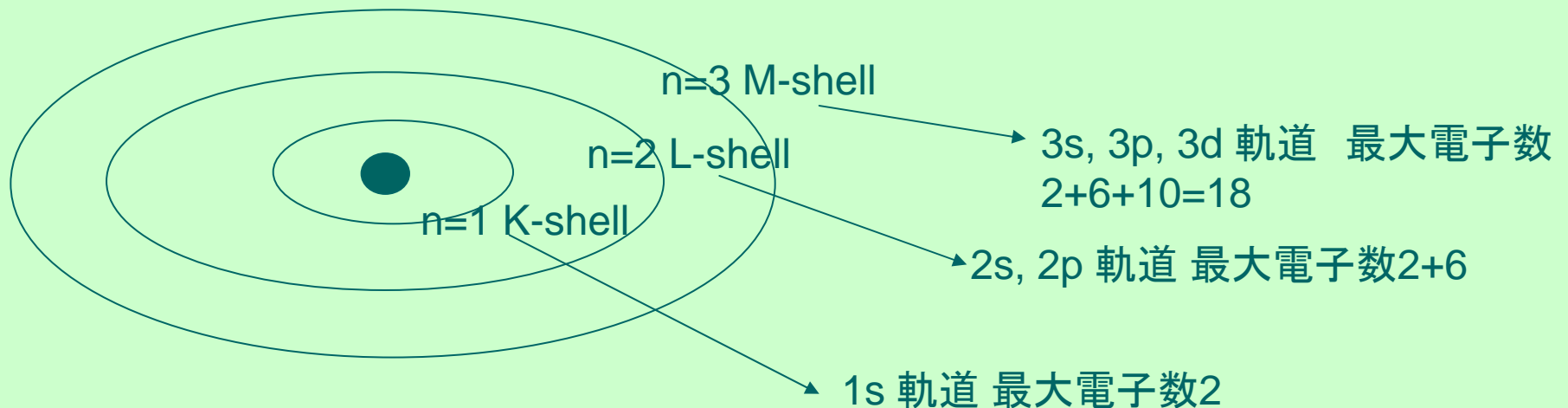
- NaのD線に磁場を加えるとスペクトル線の分裂が起きる。
- この分裂は軌道によるものでは説明できず、スピンを導入することで説明された。



# ちょっと先取り[原子分子物理:3年次後期]

## 電子の軌道占有の規則

1. 各軌道には最大2個の電子が入ることができる
2. 電子はエネルギーの低い軌道から順番に入る
3. エネルギーが等しい軌道があれば、まず電子は1個ずつ入り、その後、2個目が入っていく



# [原子分子物理]

## 主量子数と軌道角運動量量子数

- 主量子数  $n$
- 軌道角運動量量子数  $l=n-1, \dots, 0$

$n$	$l$	$m$							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
	<b>2</b>		<b>2</b>	<b>1</b>	<b>0</b>	<b>-1</b>	<b>-2</b>		<b>3d</b>	<b>10</b>
4	0				0				4s	2
	1			1	0	-1			4p	6
	2		2	1	0	-1	-2		4d	10
	<b>3</b>	<b>3</b>	<b>2</b>	<b>1</b>	<b>0</b>	<b>-1</b>	<b>-2</b>	<b>-3</b>	<b>4f</b>	<b>14</b>

3d遷移金属

4f希土類金属

# [原子分子物理]

## 元素の周期表

Periodic Table of the Elements

3d遷移金属

1A																	0	
1	<b>H</b>																<b>He</b>	
2	<b>Li</b>	<b>Be</b>										<b>B</b>	<b>C</b>	<b>N</b>	<b>O</b>	<b>F</b>	<b>Ne</b>	
3	<b>Na</b>	<b>Mg</b>										<b>Al</b>	<b>Si</b>	<b>P</b>	<b>S</b>	<b>Cl</b>	<b>Ar</b>	
4	<b>K</b>	<b>Ca</b>	<b>Sc</b>	<b>Ti</b>	<b>V</b>	<b>Cr</b>	<b>Mn</b>	<b>Fe</b>	<b>Co</b>	<b>Ni</b>	<b>Cu</b>	<b>Zn</b>	<b>Ga</b>	<b>Ge</b>	<b>As</b>	<b>Se</b>	<b>Br</b>	<b>Kr</b>
5	<b>Rb</b>	<b>Sr</b>	<b>Y</b>	<b>Zr</b>	<b>Nb</b>	<b>Mo</b>	<b>Tc</b>	<b>Ru</b>	<b>Rh</b>	<b>Pd</b>	<b>Ag</b>	<b>Cd</b>	<b>In</b>	<b>Sn</b>	<b>Sb</b>	<b>Te</b>	<b>I</b>	<b>Xe</b>
6	<b>Cs</b>	<b>Ba</b>	* <b>La</b>	<b>Hf</b>	<b>Ta</b>	<b>W</b>	<b>Re</b>	<b>Os</b>	<b>Ir</b>	<b>Pt</b>	<b>Au</b>	<b>Hg</b>	<b>Tl</b>	<b>Pb</b>	<b>Bi</b>	<b>Po</b>	<b>At</b>	<b>Rn</b>
7	<b>Fr</b>	<b>Ra</b>	+ <b>Ac</b>	<b>Rf</b>	<b>Ha</b>	<b>Sg</b>	<b>Ns</b>	<b>Hs</b>	<b>Mt</b>	<b>110</b>	<b>111</b>	<b>112</b>	<b>113</b>					

\* Lanthanide Series

58	59	60	61	62	63	64	65	66	67	68	69	70	71
<b>Ce</b>	<b>Pr</b>	<b>Nd</b>	<b>Pm</b>	<b>Sm</b>	<b>Eu</b>	<b>Gd</b>	<b>Tb</b>	<b>Dy</b>	<b>Ho</b>	<b>Er</b>	<b>Tm</b>	<b>Yb</b>	<b>Lu</b>

+ Actinide Series

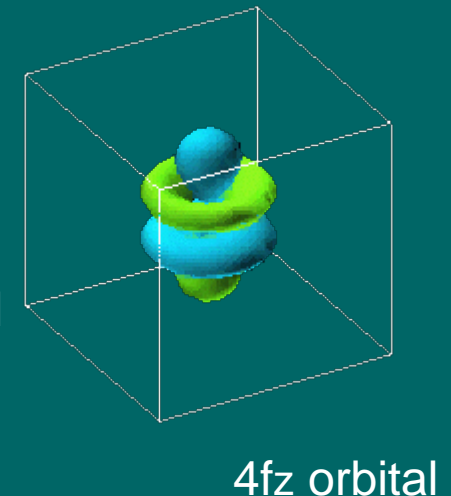
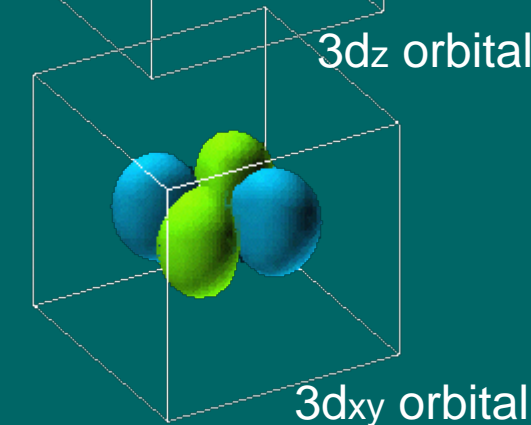
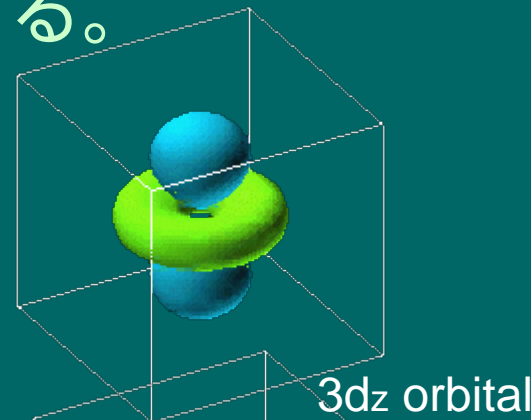
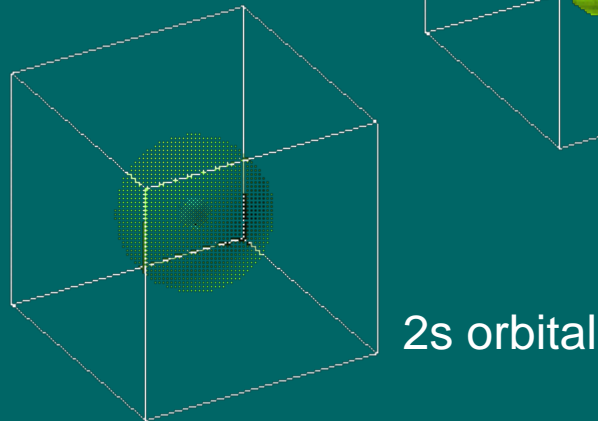
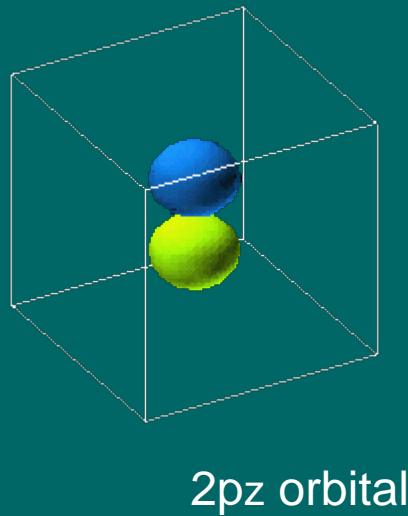
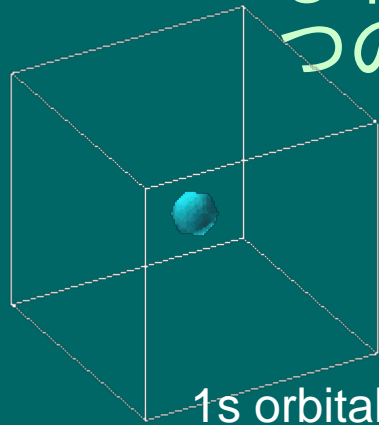
90	91	92	93	94	95	96	97	98	99	100	101	102	103
<b>Th</b>	<b>Pa</b>	<b>U</b>	<b>Np</b>	<b>Pu</b>	<b>Am</b>	<b>Cm</b>	<b>Bk</b>	<b>Cf</b>	<b>Es</b>	<b>Fm</b>	<b>Md</b>	<b>No</b>	<b>Lr</b>

希土類金属

## [ちょっと背伸び]

# 軌道角運動量量子と電子分布の形

- s, p, d, f は軌道の型を表し、それぞれが方位量子数  $l=0, 1, 2, 3$  に対応する。sには電子分布のくびれが0であるが、pには1つのくびれが、dには2つのくびれが存在する。





[ちょっと背伸び]

## フントの規則

### 複数の電子をもつ原子の $L, S$ を決める規則

- 原子が基底状態にあるときの $L, S$ を決める規則
  1. 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。(Pauli排他律)
  2. 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。(Hundの規則1)
  3. 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。(Hundの規則2)
  4. 基底状態の全角運動量 $J$ は、less than halfでは $J=|L-S|$ 、more than halfでは $J=L+S$ をとる。

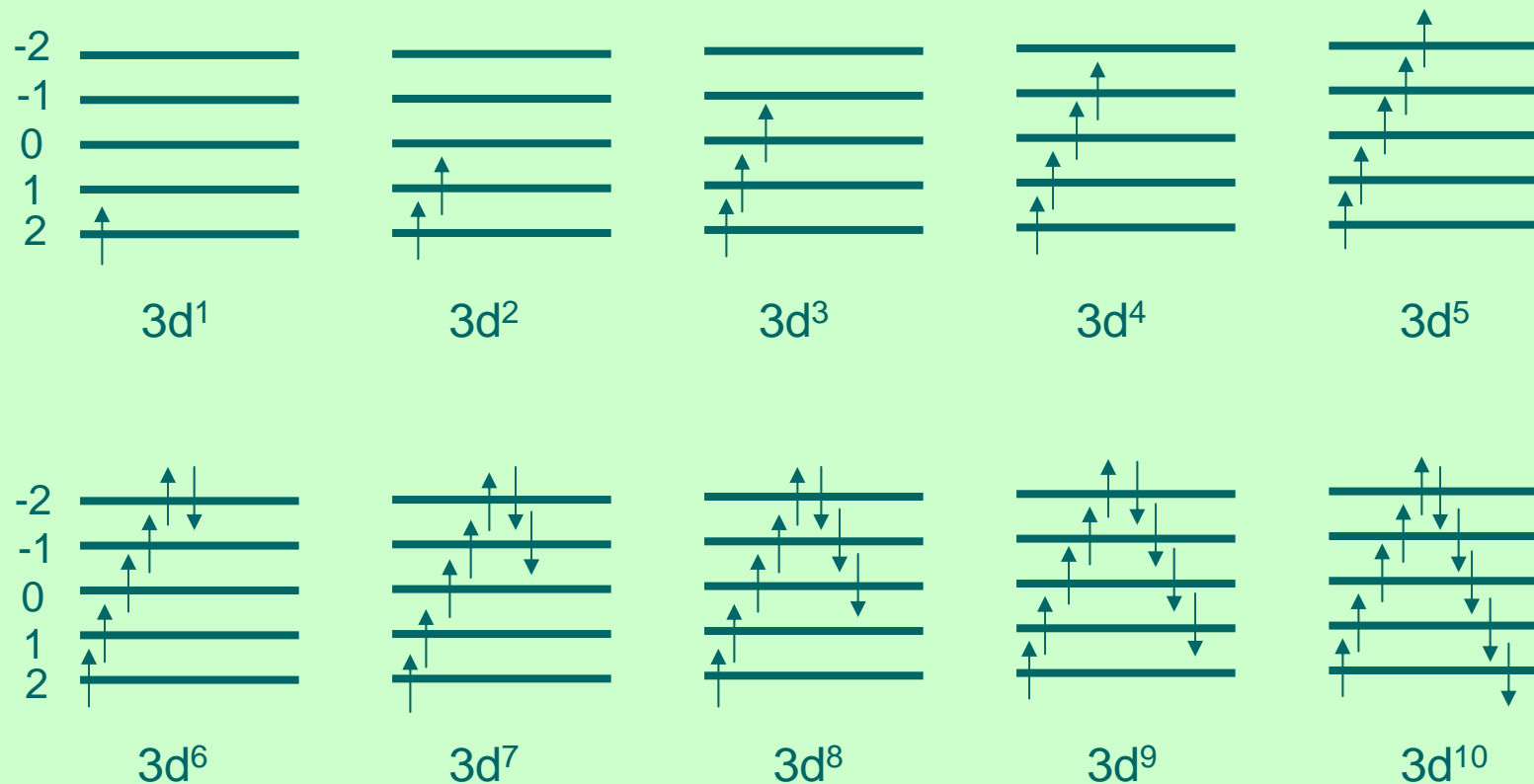
[ちょっと背伸び]

## 多重項の表現

- 左肩の数字  $2S+1$  (スピン多重度)
  - $S=0, 1/2, 1, 3/2, 2, 5/2$ に対応して、1, 2, 3, 4, 5, 6
  - 読み方 singlet, doublet, triplet, quartet, quintet, sextet
- 中心の文字  $L$ に相当する記号
  - $L=0, 1, 2, 3, 4, 5, 6$ に対応して S, P, D, F, G, H, I...
- 右下の数字  $J_z$
- 例:  $\text{Mn}^{2+}(3d^5)$   $S=5/2$  ( $2S+1=6$ ),  $L=0$  (→記号: S)  
 ${}^6S_{5/2}$

[ちょっと背伸び]

# 遷移金属イオンの電子配置



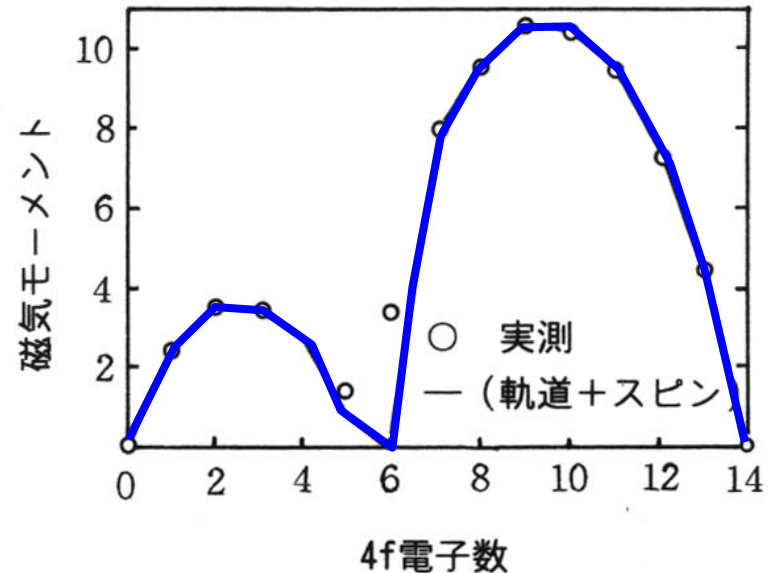
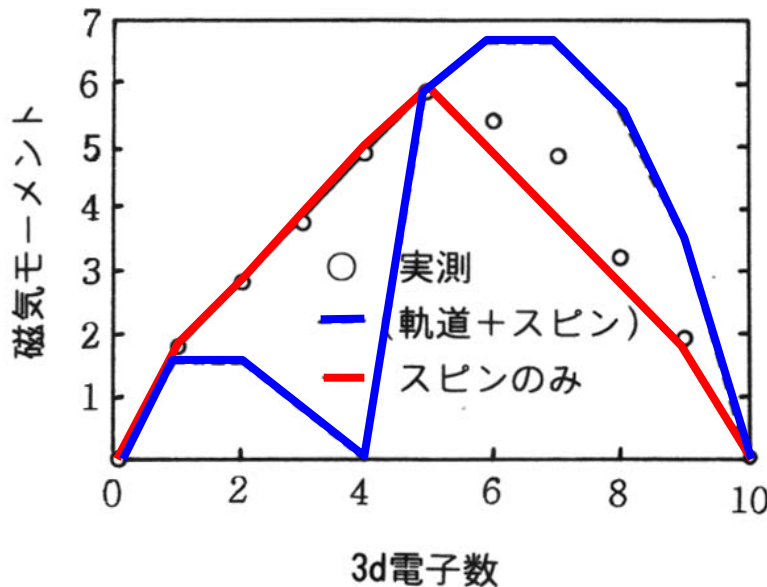
## 演習コーナー

3価遷移金属イオンのL,S,Jを求め多重項の表現を記せ

イオン	電子配置	L	S	J	多重項
Ti <sup>3+</sup>	[Ar]3d <sup>1</sup>				
V <sup>3+</sup>	[Ar]3d <sup>2</sup>				
Cr <sup>3+</sup>	[Ar]3d <sup>3</sup>				
Mn <sup>3+</sup>	[Ar]3d <sup>4</sup>				
Fe <sup>3+</sup>	[Ar]3d <sup>5</sup>				
Co <sup>3+</sup>	[Ar]3d <sup>6</sup>				
Ni <sup>3+</sup>	[Ar]3d <sup>7</sup>				

# 軌道角運動量とスピン角運動量の寄与

- 3d遷移イオン: 磁気モーメントの実験値: **スピンのみの値**に一致 (軌道角運動量の消滅)
- 4f希土類イオン: 磁気モーメントの実験値: 全角運動量による値と一致



3dおよび4f電子の磁気モーメント (参考図書 22) 参照

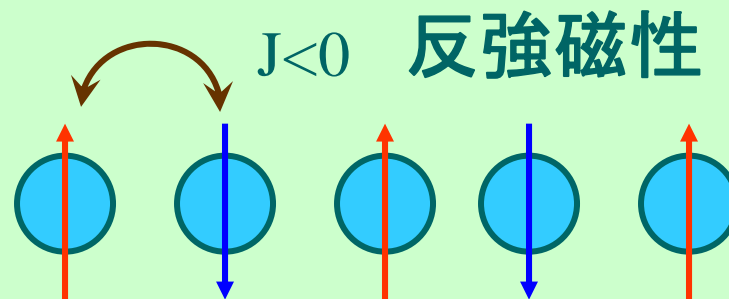
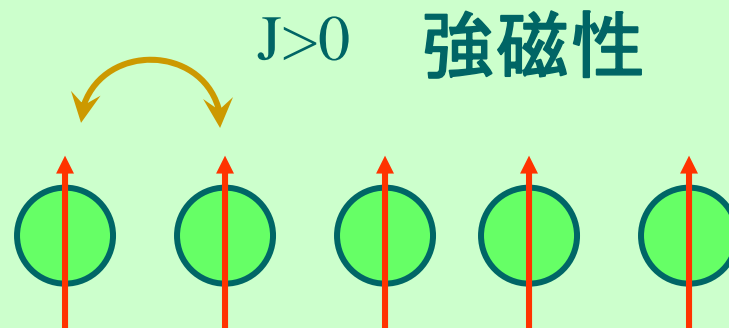
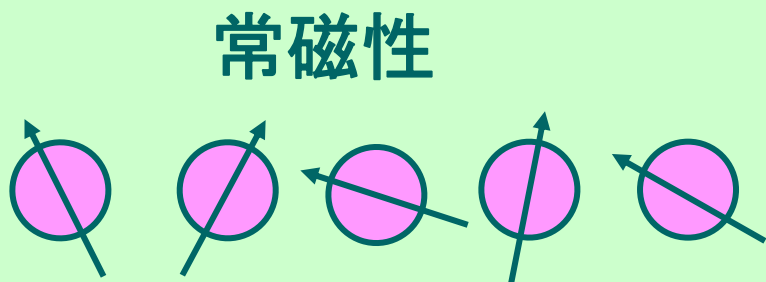
[ちょっと背伸び]

## 強磁性:なぜ自発磁化をもつのか

- これまで原子が磁気モーメントをもつことを述べた
- それでは、強磁性体ではなぜ原子の磁気モーメントの向きがそろっているのか。
- また、なぜ強磁性体はキュリー温度以上になると磁気秩序を失い、常磁性になるのか。

# なぜ原子の磁気モーメントがそろっているのか

## (1) 局在磁性モデル



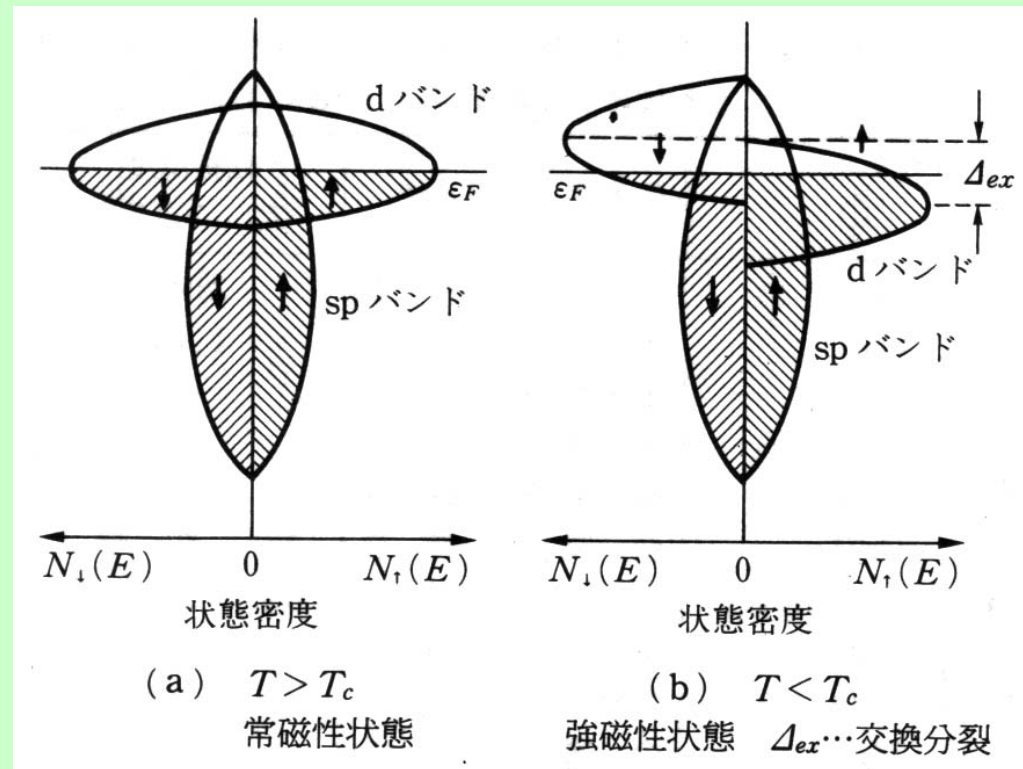
交換相互作用

$$H = -JS_1S_2$$

# なぜ原子の磁気モーメントがそろっているのか

## (2) 遍歴電子磁性モデル(バンドモデル)

- 多数( $\uparrow$ )スピンのバンドと少数( $\downarrow$ )スピンのバンドが電子間の直接交換相互作用のために分裂し、熱平衡においてはフェルミエネルギーをそろえるため $\downarrow$ スピンバンドから $\uparrow$ スピンバンドへと電子が移動し、**両スピンバンドの占有数に差が生じて強磁性が生じる。**
- 磁気モーメント $M$ は、 $M=(n\uparrow - n\downarrow)\mu_B$ で表される。このため原子あたりの磁気モーメントは非整数となる。



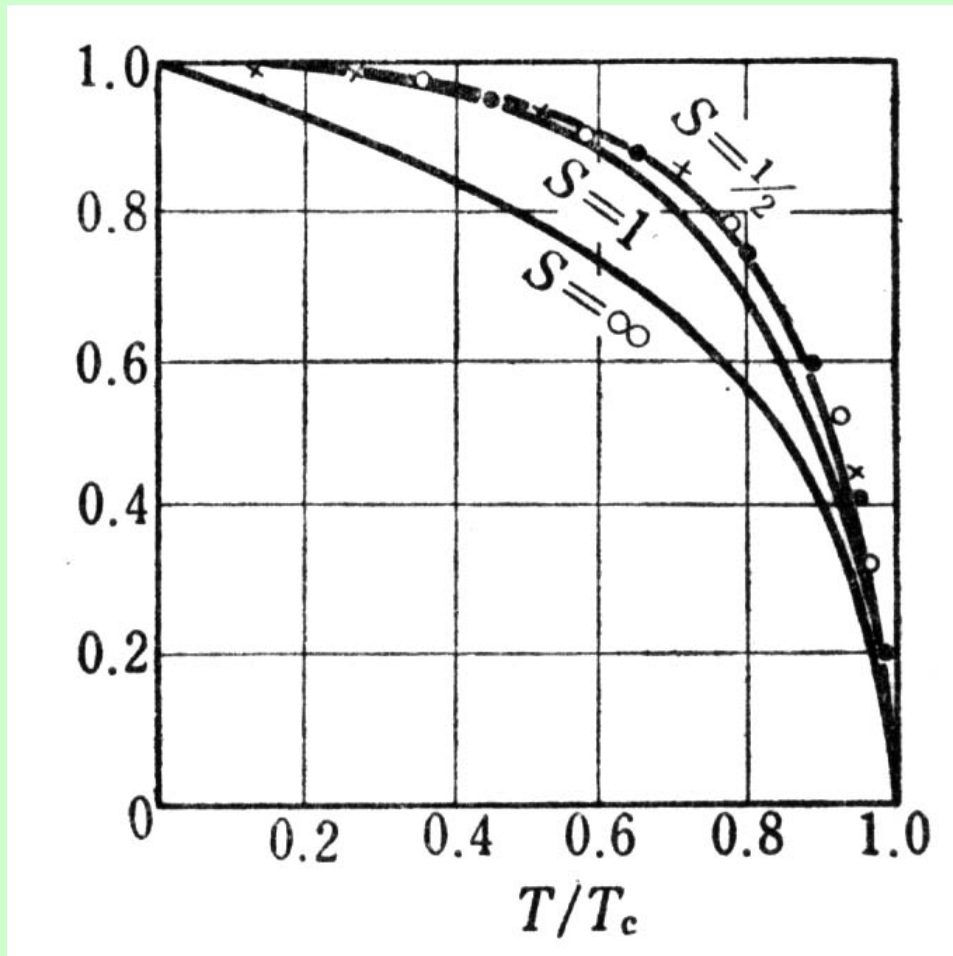
非磁性半導体との  
比較



# なぜ $T_c$ 以上で自発磁化がなくなるのか

- 磁気モーメントをバラバラにしようとする熱擾乱の作用が、磁気モーメントをそろえようとする交換相互作用に打ち勝つと、磁気秩序が失われ常磁性になる。
- 磁気秩序がなくなる温度を、強磁性体ではキュリー温度とよび $T_C$ と記述する。反強磁性体ではネール温度とよび $T_N$ と記述する。

# M-T曲線



×は鉄、●はニッケル、○はコバルトの実測値、実線はJとしてスピン $S=1/2, 1, \infty$ をとったときの計算値

# 磁気ヒステリシスの起源

- 磁区の形成: **なぜ初磁化状態では磁化がないのか**
- [参考] 磁極と反磁界
- [参考] 静磁エネルギー
- [参考] 磁気異方性
- 磁区の種類
- 保磁力

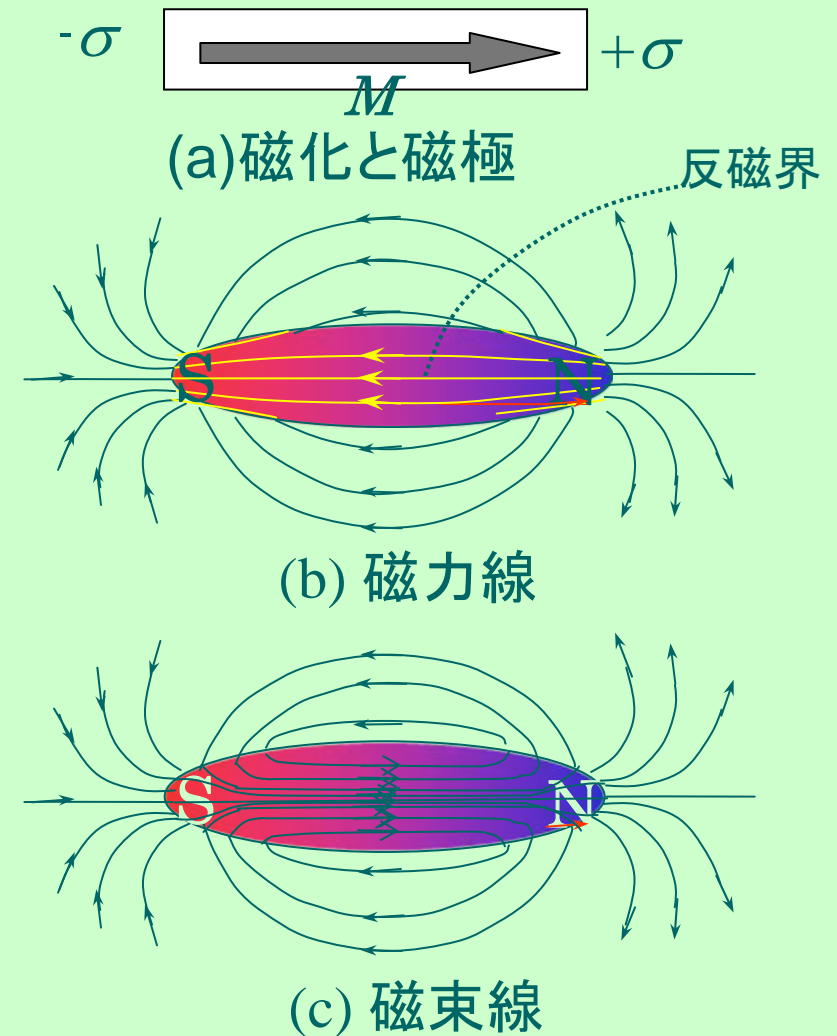
# なぜ初磁化状態では磁化がないのか： 磁区(magnetic domain)

- ・ 磁化が特定の方向を向くとすると、N極からS極に向かって磁力線が生じます。この磁力線は考えている試料の外を通っているだけでなく、磁性体の内部も貫いています。この磁力線を**反磁界**といいます。反磁界の向きは、磁化の向きとは反対向きなので、磁化は回転する**静磁力を受けて不安定**となります。
- ・ 磁化の方向が逆方向の縞状の**磁区**と呼ばれる領域に分かれるならば、反磁界がうち消し合って静磁エネルギーが低下して安定するのです

[参考]

# 反磁界(demagnetization field)

- 磁性体表面の法線方向の磁化成分を $M_n$ とすると、表面には単位面積あたり $\sigma = M_n$ という大きさの磁極(Wb/m<sup>2</sup>)が生じる。
- 磁極からはガウスの定理によって全部で $\sigma / \mu_0$ の磁力線がわき出す。このうち反磁界係数 $N$ を使って定義される磁力線 $NM$ は内部に向かっており、残りは外側に向かっている。すなわち磁石の内部では、 $M$ の向きとは逆方向の**反磁界**が存在する。
- 外部では磁束線は磁力線に一致する。



[参考]

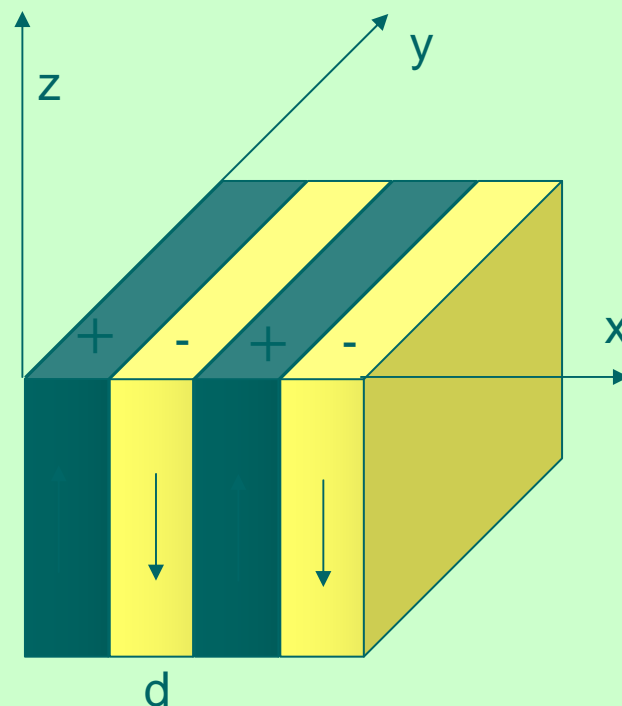
## 反磁界と静磁エネルギー

- 磁化 $M$ が反磁界 $-H_d$ のもとにおかれると  
 $U=M \cdot H_d$ だけポテンシャルエネルギーが高くなる。
- 一様な磁界 $H$ 中の磁気モーメント $M$ に働くトルク $T$ は  
 $T=-MH \sin \theta$
- 磁気モーメントのもつポテンシャル $E$ は  
 $U=\int T d\theta = -\int_0^\theta MH \sin \theta d\theta = MH (1 - \cos \theta)$
- エネルギーの原点はどこにとってもよいので  
ポテンシャルエネルギーは $U=-M \cdot H$ と表される。 $H=-H_d$ を代入すると反磁界によるポテンシャルの増加は  
 $U=M \cdot H_d$

[参考]

# 磁区形成による静磁エネルギーの減少

- 結晶表面をxy面にとる
- 表面で $z=0$ とする
- 磁区の磁化方向は $\pm z$
- 磁区のx方向の幅 $d$
- 磁極の表面密度 $\omega$   
 $=|S| \quad 2md < x < (2m+1)d$   
 $=-|S| \quad (2m+1)d < x < 2(m+1)d$
- 磁気ポテンシャル $\phi$ を  
Laplaceの方程式で求める



[参考]

## 磁区の寸法

- 磁区の単位表面積あたりの静磁エネルギー

$$\varepsilon_m = \frac{I_s^2 d}{\pi^2 \mu_0} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2} \int_0^d \sin n \left( \frac{\pi}{d} \right) x dx = 5.4 \times 10^4 I_s^2 d$$

- 磁壁のエネルギー

$$\varepsilon_w = \frac{\gamma l}{d}$$

- $\varepsilon = \varepsilon_m + \varepsilon_w$  を極小にする。

$$d = 3.04 \times 10^{-3} \frac{\sqrt{\gamma l}}{I_s}$$



[参考]

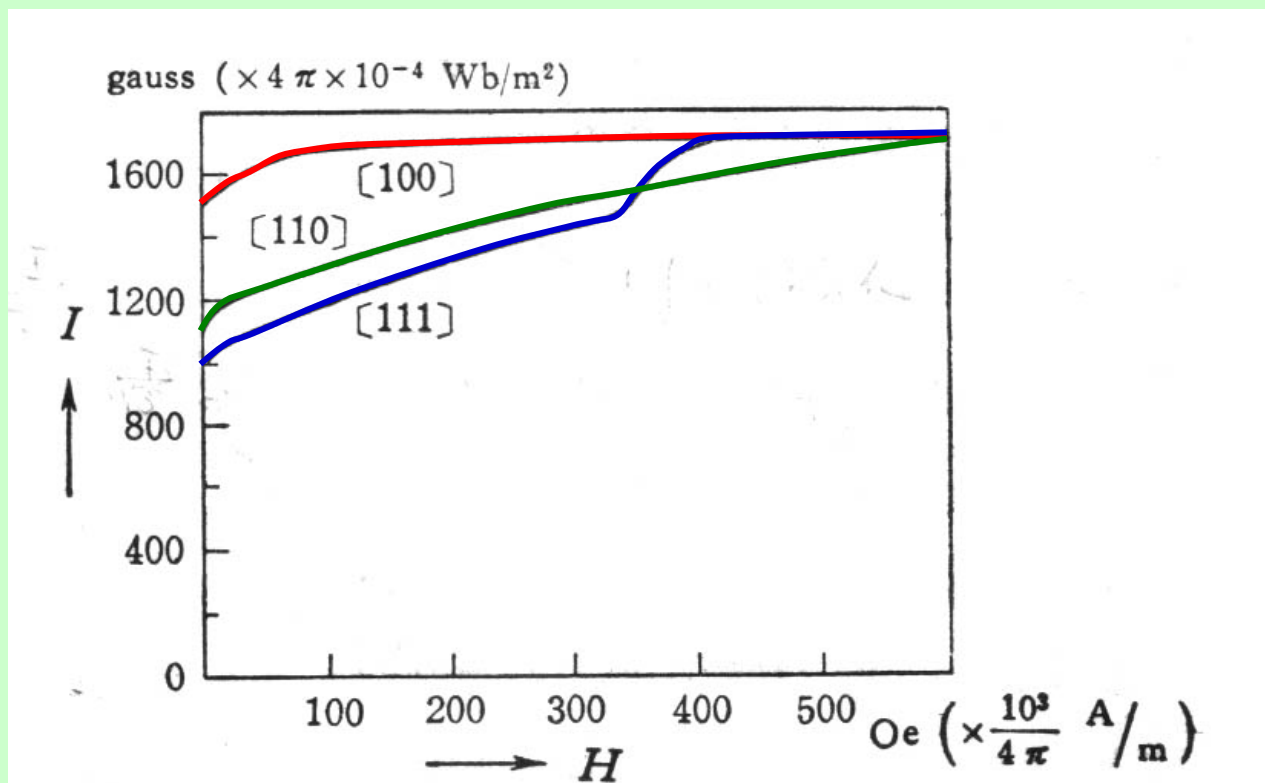
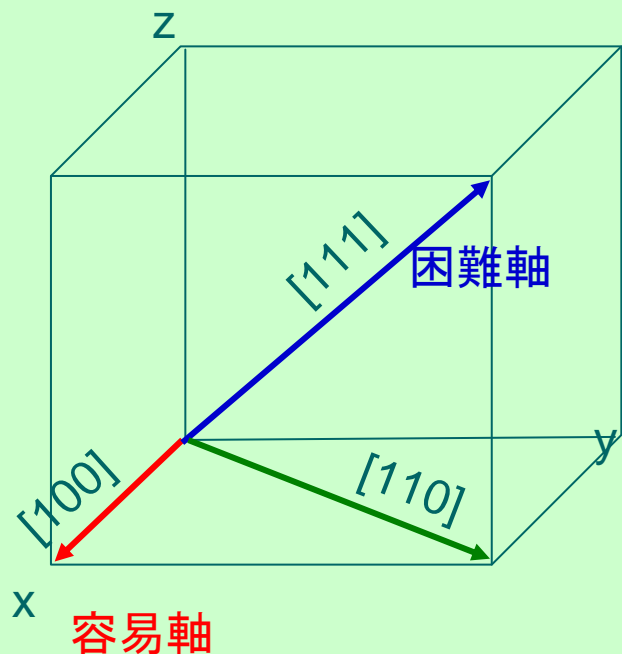
# 磁気異方性

- 磁性体は半導体と違って形状・寸法・結晶方位とか磁化の方位などによって物性が大きく変化する。
- 1つの原因は上に述べた反磁界係数で、形状磁気異方性と呼ばれます。反磁界によるエネルギーの損を最小化することが原因です。
- このほかの原因として重要なのが結晶磁気異方性です。結晶磁気異方性というのは、磁界を結晶のどの方位に加えるかで磁化曲線が変化する性質です。
- 電子軌道は結晶軸に結びついているので、磁氣的性質と電子軌道との結びつき(スピン軌道相互作用)を通じて、磁性が結晶軸と結びつくのです。半導体にも、詳しい測定をすると異方性を見ることができます。これに比べ一般に半導体の電子軌道は結晶全体に広がっているため、平均化されて結晶軸に依存する物性が見えにくいのです。

[参考]

# 結晶磁気異方性

- 磁化しやすさは、結晶の方位に依存する。
- 鉄は立方晶であるが、[100]が容易軸、[111]は困難軸

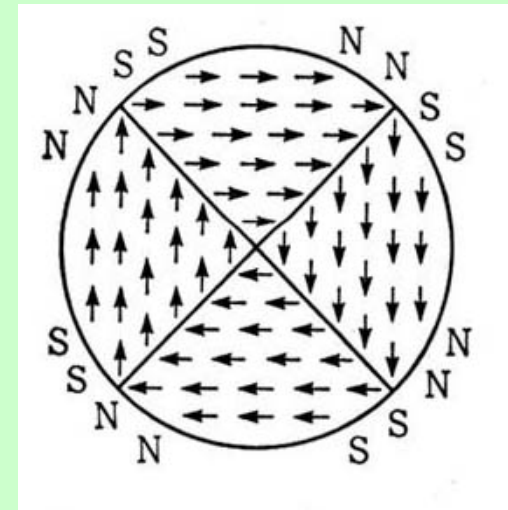


6-20 図 鉄単結晶の磁化曲線

# なぜ初磁化状態では磁化がないのか：

## 円板磁性体の磁区構造

- 全体が磁区に分かれることにより、全体の磁化がなくなっている。これが初磁化状態である。
- 磁区の内部では磁化は任意の方向をランダムに向いている訳ではない。
- 磁化は、結晶の方位と無関係な方向を向くことはできない。磁性体には**磁気異方性**という性質があり、磁化が特定の結晶軸方位(たとえばFeでは[001]方向および等価な方向)を向く性質がある。



(近角：強磁性体の物理)

- [001]容易軸では図のように(001)面内では[100][010][ $-100$ ][0-10]の4つの方向を向くので90°磁壁になる。

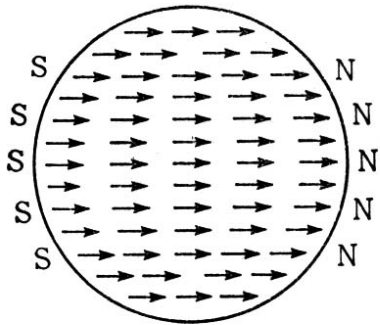
# なぜ初磁化状態では磁化がないのか さまざまな磁区構造

単磁区

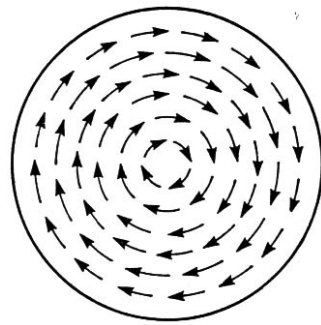
ボルテックス

環流磁区

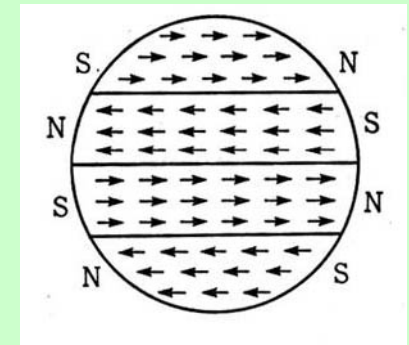
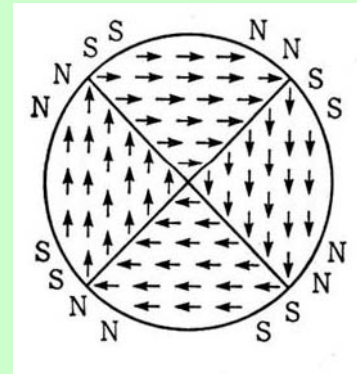
縞状磁区



一様に磁化  
した円板



磁極を作らない  
スピンド分布



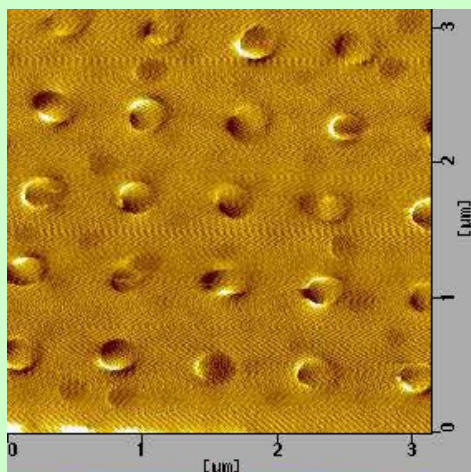
磁極が生  
じ静磁エネ  
ルギーが  
上がる

静磁エネ  
ルギーは下がる  
が交換エネ  
ルギーが増加

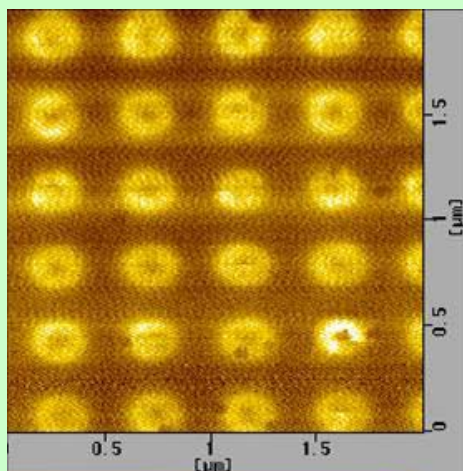
磁区と磁区の境界に磁壁  
エネルギーを貯えている

# なぜ初磁化状態では磁化がないのか 磁気力顕微鏡で観察した磁区

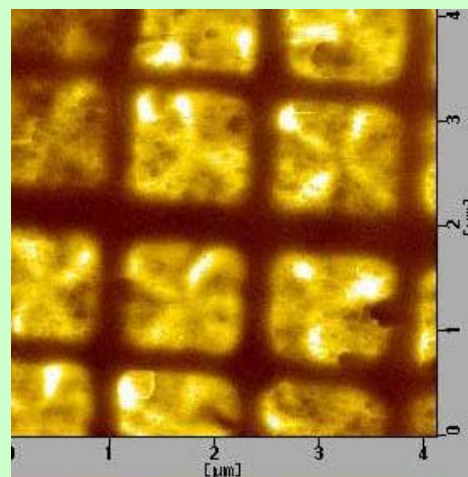
単磁区



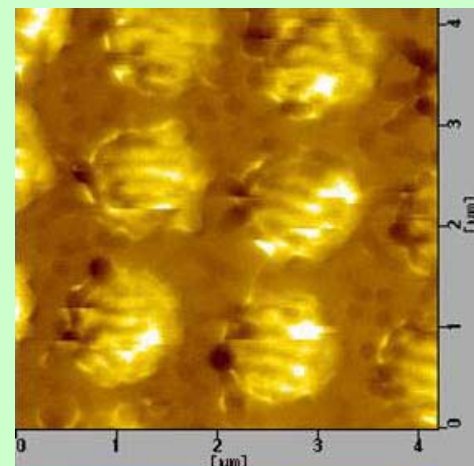
ボルテックス



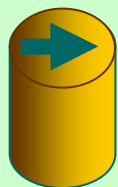
環流磁区



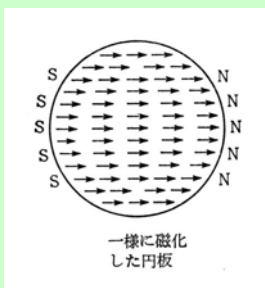
縞状磁区



磁化あり

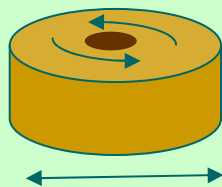


100nm



一様に磁化  
した円板

磁化なし

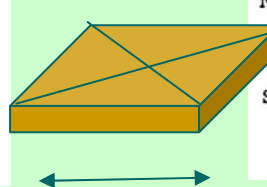


300nm

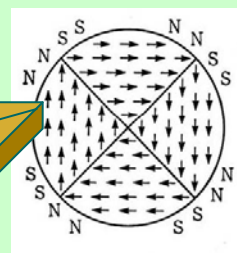


磁極を作らない  
スピンドル分布

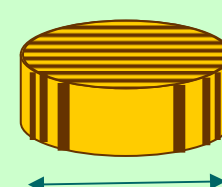
磁化なし



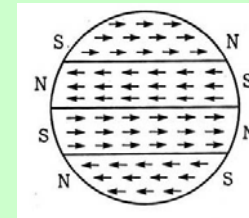
1200nm



磁化なし

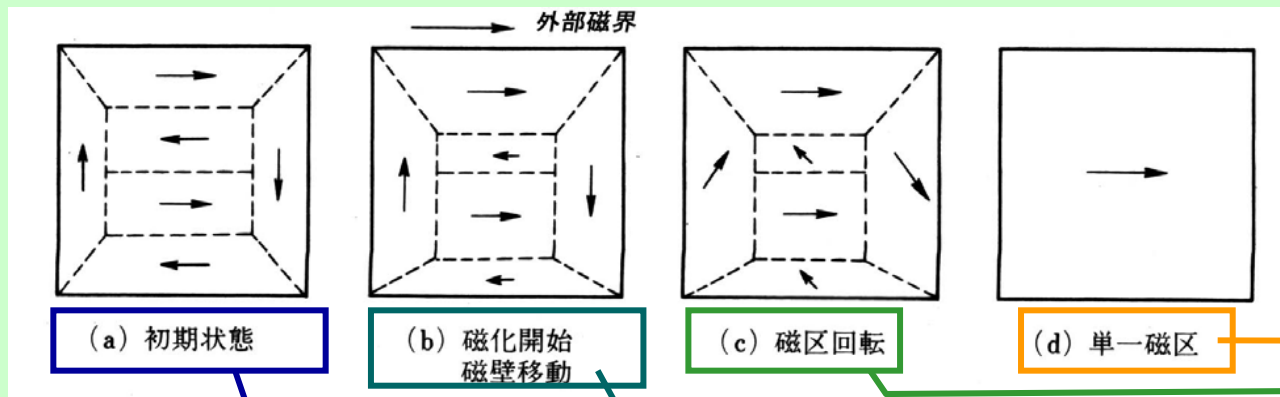


1000nm





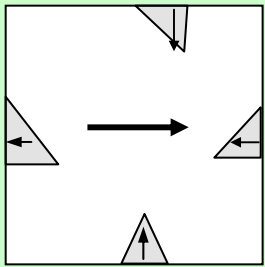
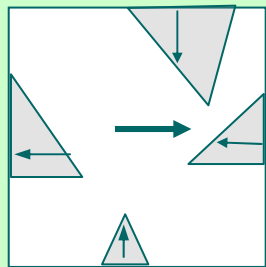
# ヒステリシスと磁区



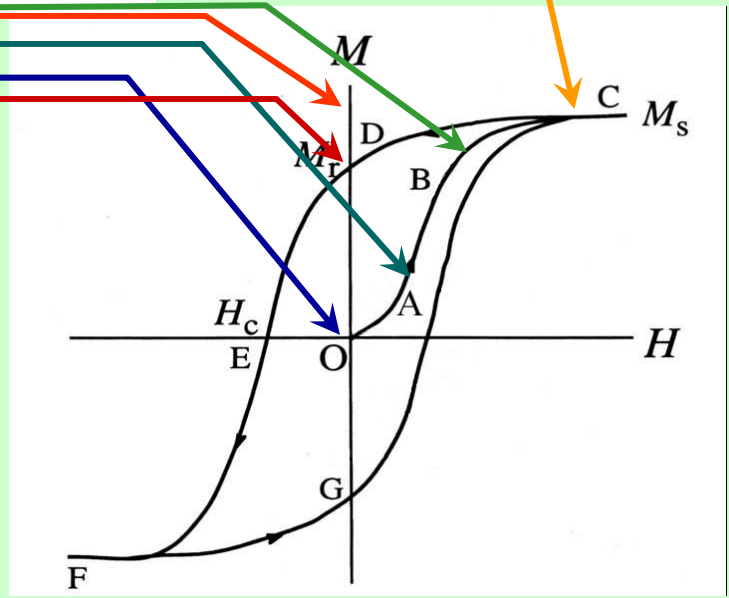
磁気飽和

残留磁化状態

逆磁区の発生と成長



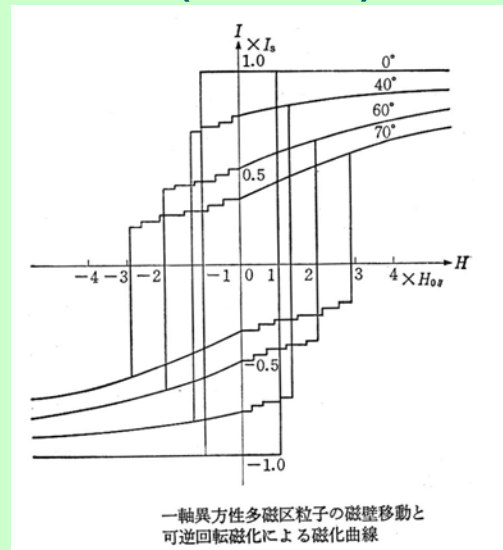
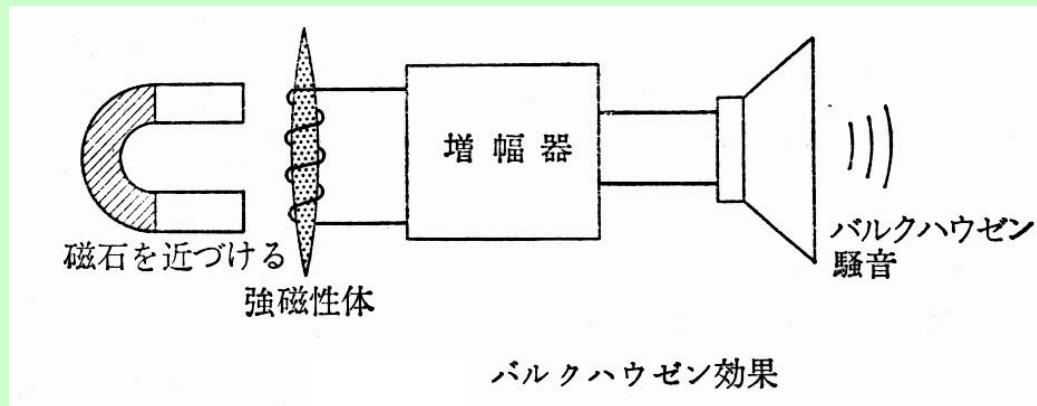
核発生



うんちく

## 磁区概念の歴史

- 磁区を考え: Weissが提唱
  - P. Weiss: J. Phys. 6, 661 (1907)
- バルクハウゼンノイズ:
  - 巨視的磁化が多くの細かい不連続磁化から成立
  - H. Barkhausen: Phys. Z. 20, 401 (1919)



# 磁気記録(magnetic recording)

- 磁気記録の歴史
- 磁気テープと磁気ディスク
- 記録媒体と磁気記録ヘッド
- 高密度化を支えるMR素子
- 光磁気記録
- ハイブリッド磁気記録
- 固体磁気メモリ(MRAM)

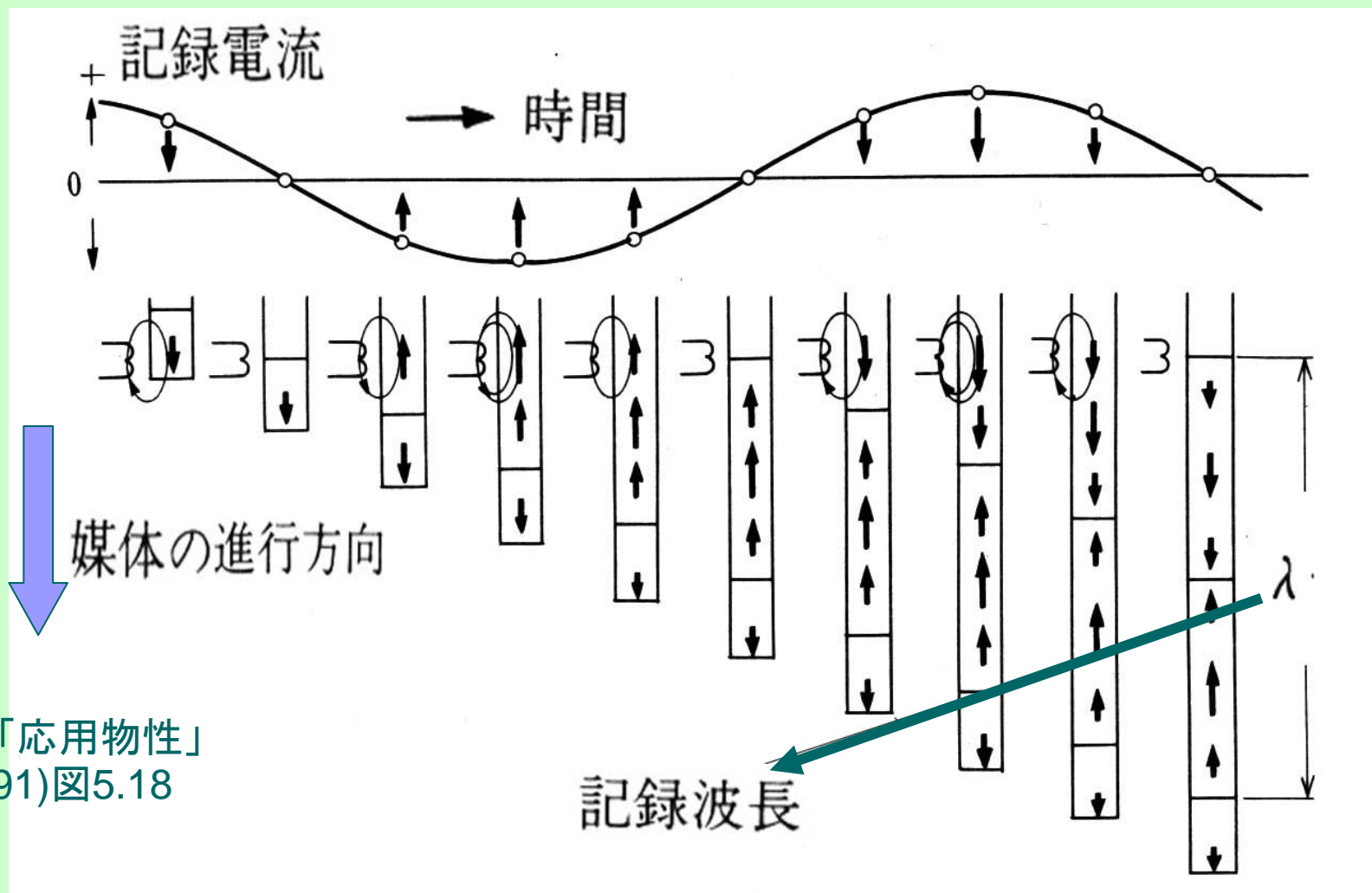




# 磁気記録の歴史

- 1898年V.Poulsen(デンマーク): 発明: 磁性体の磁化状態を制御することによる情報記憶技術。
- 1900年磁気録音機としてパリ万国博に出品され、「最近の発明のなかで最も興味あるもの」として賞賛される。
- 1921年L.De Forest(米国)の真空管による増幅器の発明、1930年代リング型磁気ヘッドと微粉末塗布型テープの開発→磁気記録技術の実用化

# 磁気記録過程



佐藤勝昭編著「応用物性」  
(オーム社, 1991)図5.18

# 記録波長

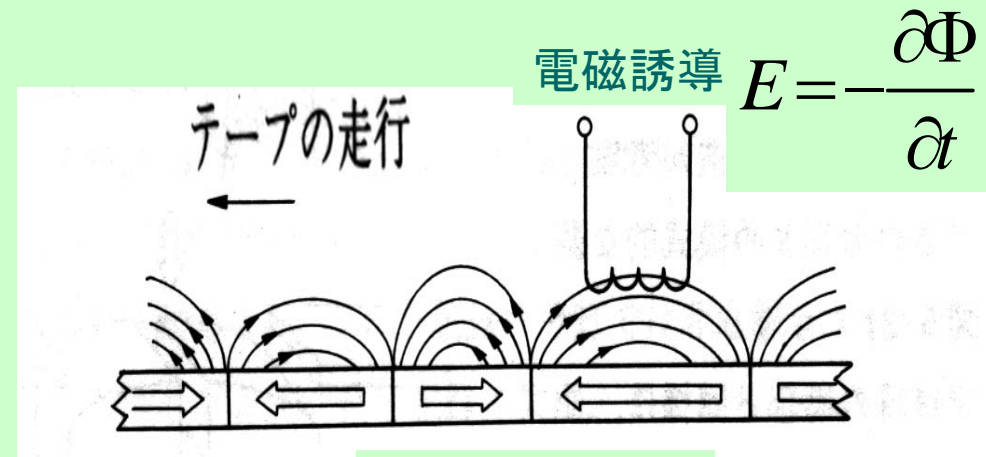
- 媒体に近接して配置した磁気ヘッドのコイルに信号電流を流し、信号に対応した強さと向きをもつ磁束を発生し、媒体に加える。
- 媒体は、ヘッドからの磁束を受けて磁化され、信号に対応する残留磁化の向きと強度をもつ磁区が形成される。
- 記録波長 $\lambda$ (信号1周期に対応する媒体上の長さ)
- $\lambda = v/f$  ( $v$ : 媒体と磁気ヘッドの相対速度,  $f$ : 信号周波数)
- 記録減磁: 高周波信号になると、媒体が十分に動かないうちに磁界の向きが反対になり、十分に記録できなくなる現象

# 磁気記録の再生原理(1)

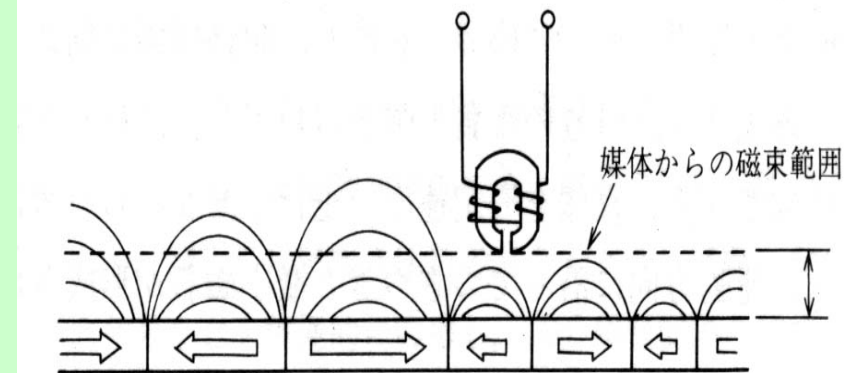
## 誘導型ヘッド

- **電磁誘導現象**  
コイルを通る磁束  $\Phi$  が変化するとき、磁束の時間微分に比例した電圧  $E$  がコイルに発生する。
- 出力は微分波形となる
- 再生電圧は、記録波長(媒体上の信号1周期に対応する長さ)と媒体・ヘッドの相対速度の積に比例

佐藤勝昭編著「応用物性」  
(オーム社, 1991)図5.19, 5.20



### 再生の原理

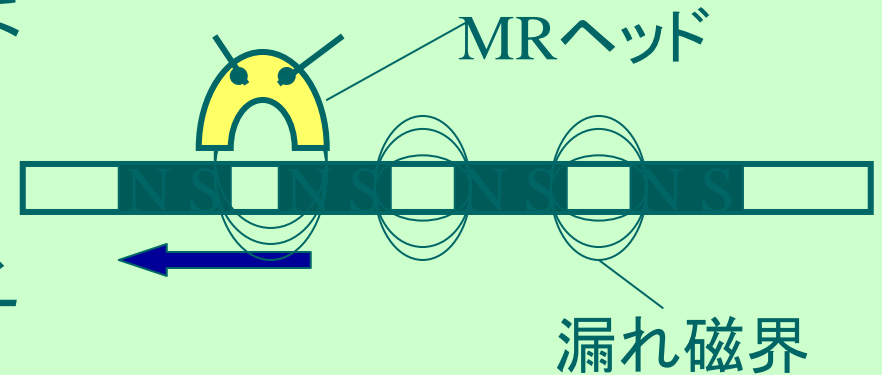


スペーシングロス

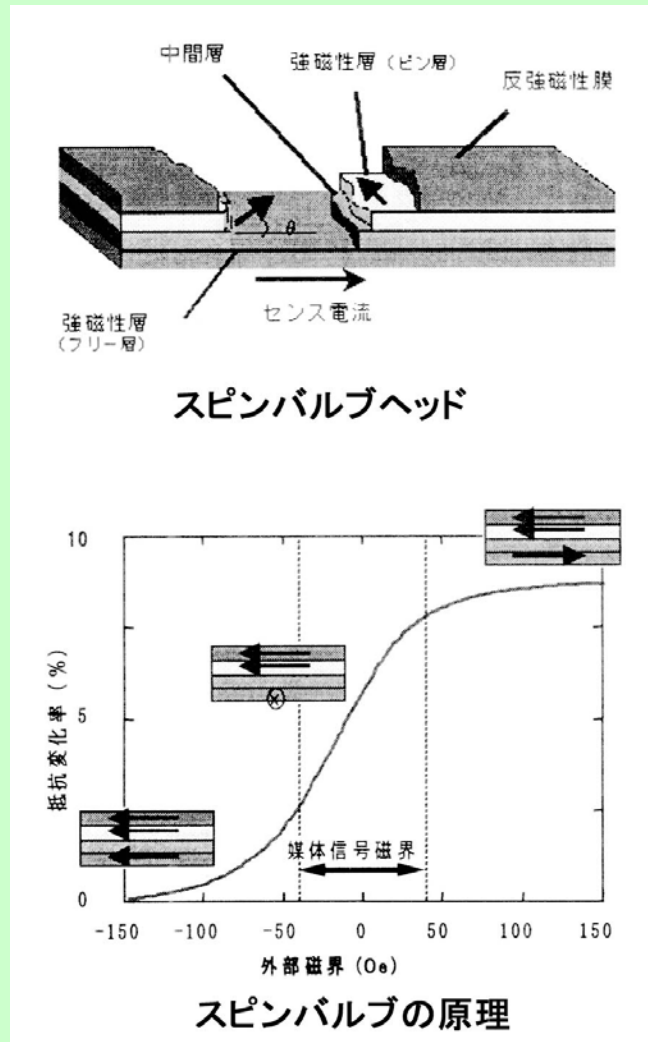
# 磁気記録の再生原理(2)

## MR(磁気抵抗)ヘッド

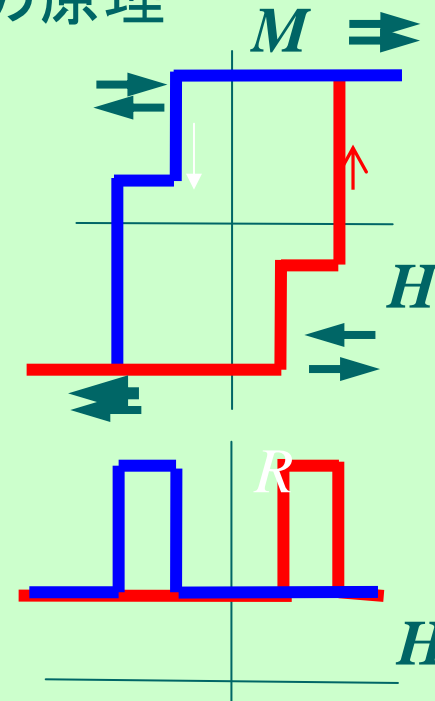
- 媒体から洩れ出す磁束により磁性体の電気抵抗が変化する現象(MR:磁気抵抗効果)を用いて、電圧に変えて読み出す。
- 当初AMR(異方性磁気抵抗効果)が用いられたが90年代半ばからGMR(巨大磁気抵抗効果)が用いられるようになった。



# 磁化曲線とGMR



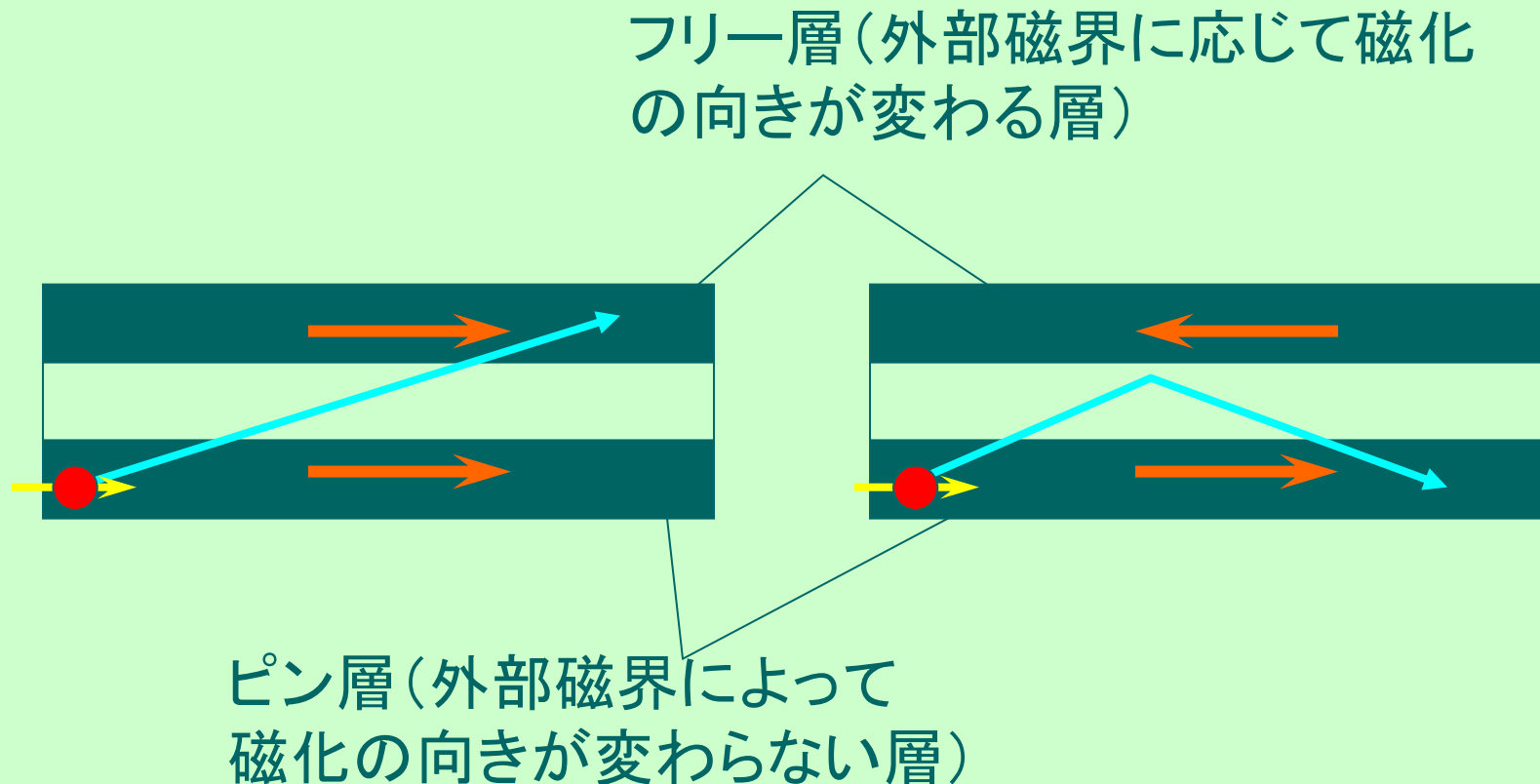
## GMR(SV)ヘッドの原理



- F1とF2の保磁力が異なれば反平行スピンの時に抵抗が高くなる。

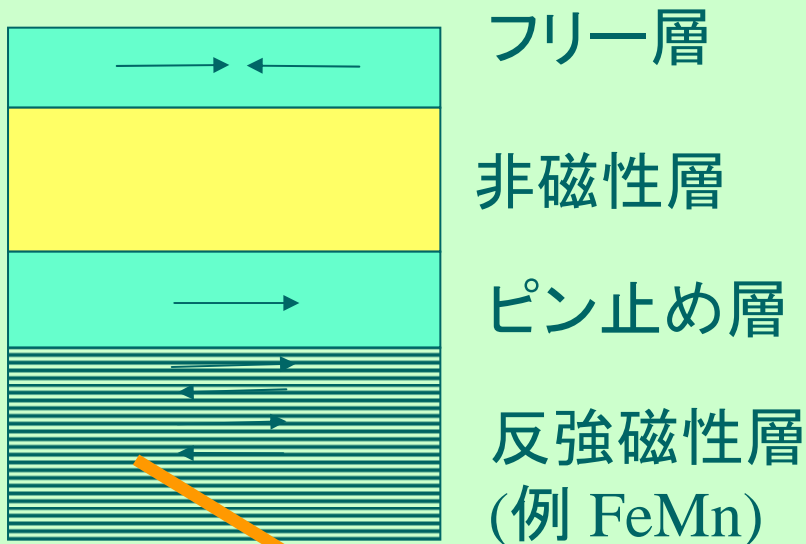
# GMR(巨大磁気抵抗効果)とは？

- 強磁性体(F1)/非磁性金属(N)/強磁性(F2)多層膜
- F1, F2平行なら抵抗小。反平行なら抵抗大。

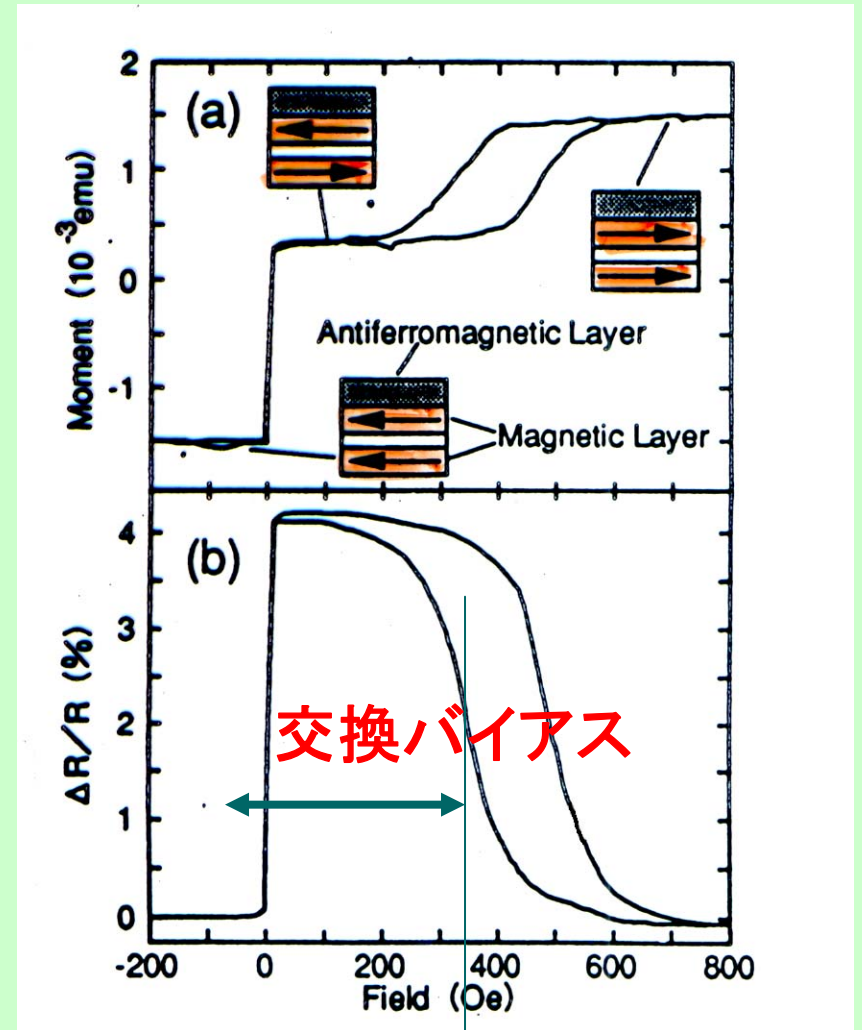


# スピンバルブ

- NiFe(free)/Cu/NiFe(pinned)/AF(FeMn)の非結合型サンドイッチ構造

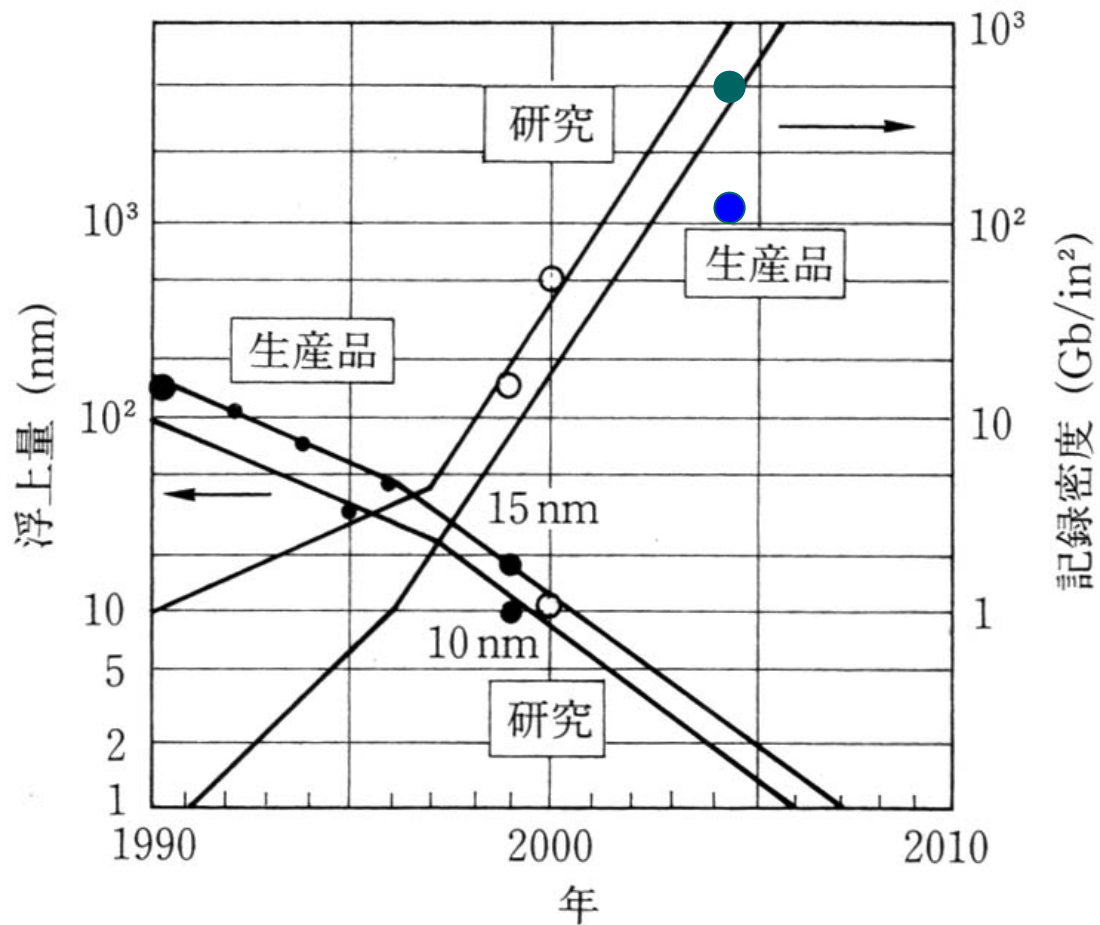


最近はSAFに置き換え





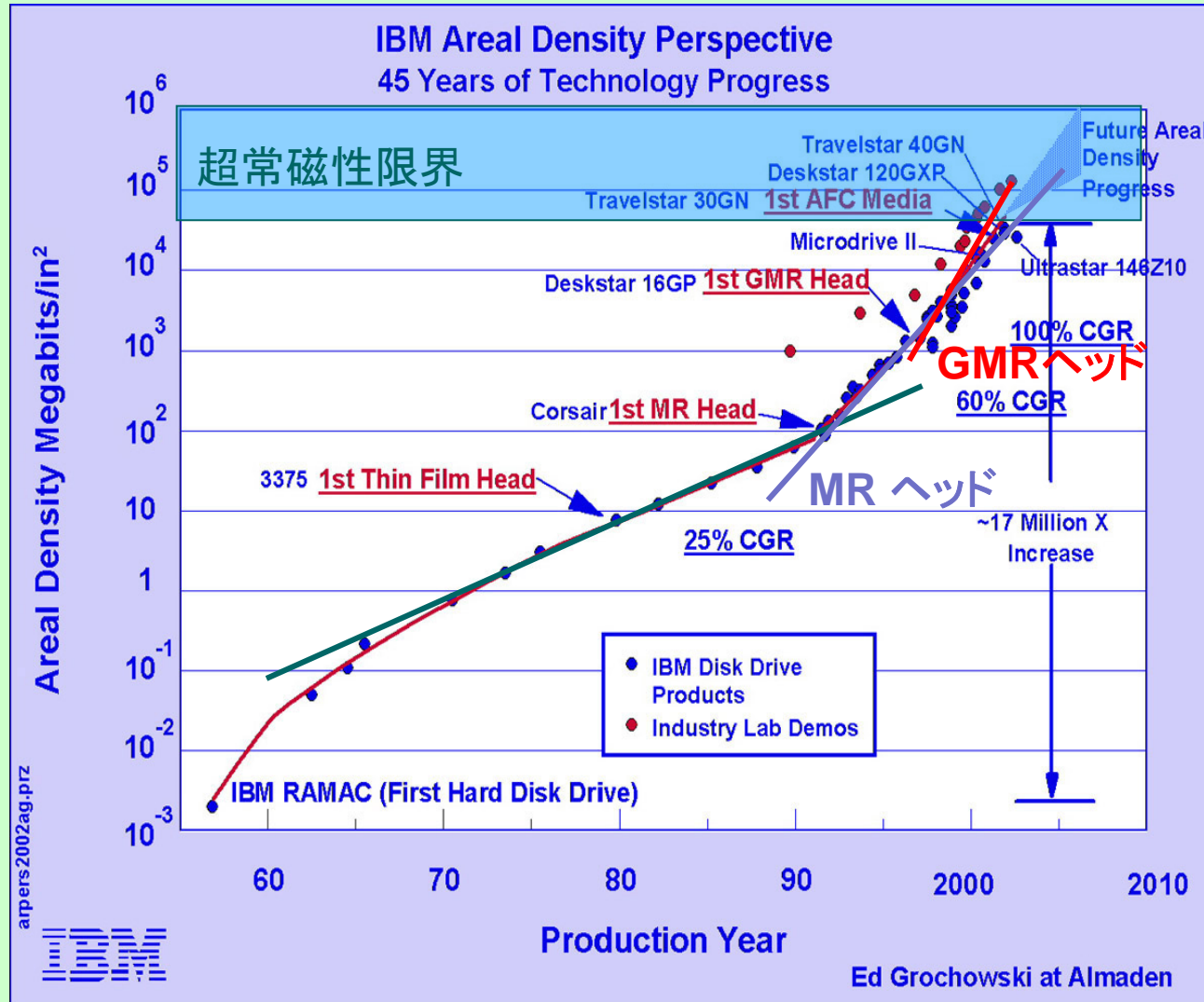
# 記録密度とヘッド浮上量



# HDの記録密度の状況

- HDの記録密度は、1992年にMRヘッドの導入によりそれまでの年率25%の増加率(10年で10倍)から年率60%(10年で100倍)の増加率に転じ、1997年からは、GMRヘッドの登場によって年率100%(10年で1000倍)の増加率となっている。
- **超常磁性限界**は、40Gb/in<sup>2</sup>とされていたが、AFC(反強磁性結合)媒体の登場で、これをクリアし、実験室レベルの面記録密度は2003年時点ですでに150 Gb/in<sup>2</sup>に達し、2004年には200 Gb/in<sup>2</sup>に達すると見込まれる。

# ハードディスクのトラック密度、面記録密度の変遷



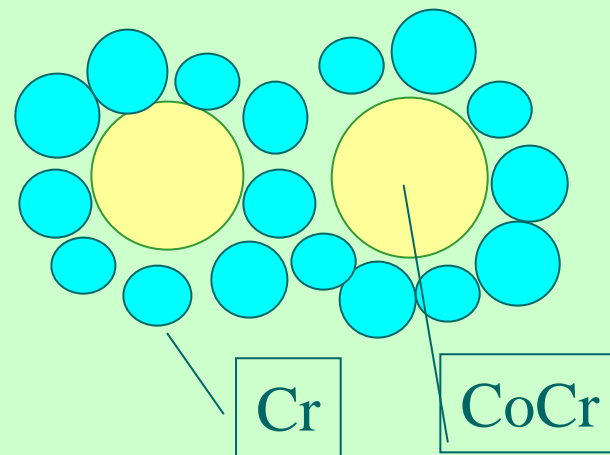
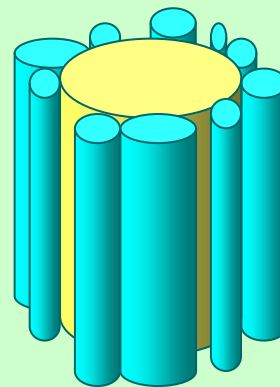
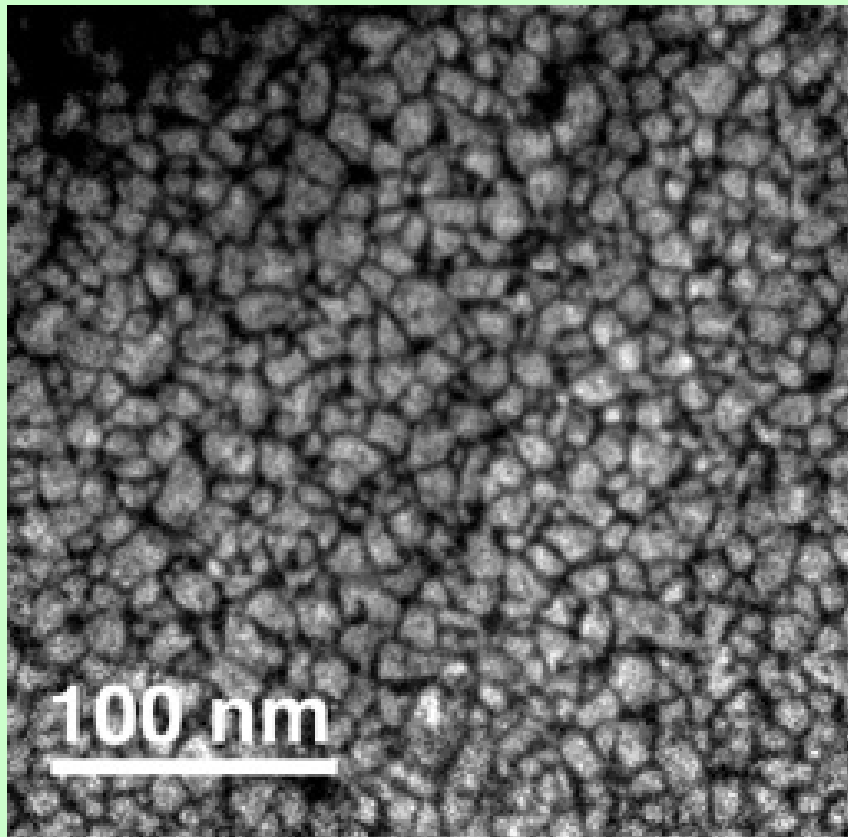
# HDの記録密度の状況

- HDの記録密度は、1992年にMRヘッドの導入によりそれまでの年率25%の増加率(10年で10倍)から年率60%(10年で100倍)の増加率に転じ、1997年からは、GMRヘッドの登場によって年率100%(10年で1000倍)の増加率となっている。
- **超常磁性限界**は、40Gb/in<sup>2</sup>とされていたが、AFC(反強磁性結合)媒体の登場で、これをクリアし、実験室レベルの面記録密度は2003年時点ですでに150 Gb/in<sup>2</sup>に達した。しかし、面内磁気記録では十分な安定性を確保できず、市場投入された133Gb/in<sup>2</sup>を超える高密度記録は、垂直磁気記録によって実現した。1Tb/in<sup>2</sup>に向けて開発が進んでいる。
  - Y.Tanaka: IEEE Trans Magn. 41 (2005) 2834.

# ハードディスクの記録密度に限界が

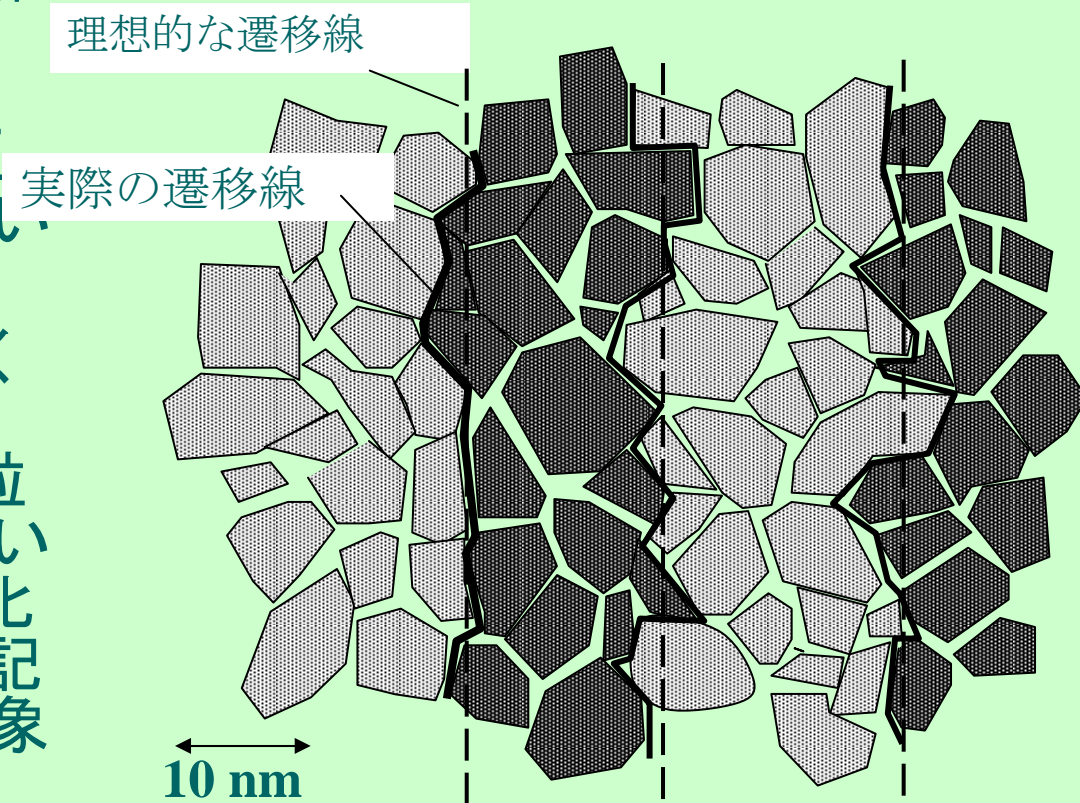
- 1970年から1990年にかけての記録密度の増加は10年で10倍の伸び率であったが、1990年代になると10年で100倍という驚異的な伸び率で増大した。これは再生用磁気ヘッドの進展によるところが大きい。その後も記録媒体のイノベーションにより、実験室レベルでは100Gb/in<sup>2</sup>を超えるにいたった。
- しかし、2000年を過ぎた頃からこの伸び方にブレーキがかかってきた。これは、後述するように磁性体の微細化による超常磁性限界が見え始めていることが原因とされる。

# CoCrTa媒体のCo元素面内分布



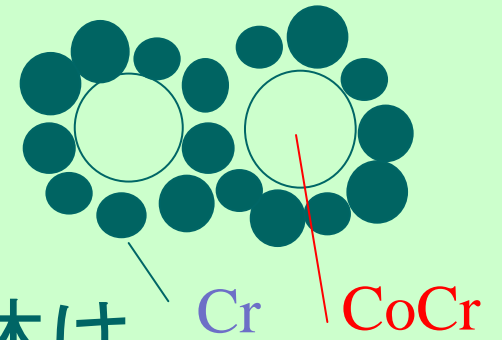
# 多結晶記録媒体の記録磁区と磁壁

- 現在使われているハードディスク媒体は図に示すように直径数nmのCoCr系強磁性合金の結晶粒が、粒界に偏析したCr粒に囲まれ、互いに分離した多結晶媒体となっている。
- 微粒子のサイズが小さくなっていくと、磁気ヘッドによって記録された直後は、記録磁区内のすべての粒子の磁化が記録磁界の方向に向いているが、時間とともに各粒の磁化がバラバラな方向に向いていき、記録された情報が保てないという現象が起きてくる。





# 超常磁性限界



- 現在使われているハードディスク媒体は CoCrPtB など CoCr 系の多結晶媒体である。強磁性の CoCr 合金の結晶粒が偏析した Cr 粒に囲まれ、互いに分離した膜構造になっている。
- 磁気ヘッドによって記録された直後は、磁化が記録磁界の方向に向いているが、微粒子のサイズが小さくその異方性磁気エネルギー  $K_u V$  ( $K_u$  は単位体積あたりの磁気異方性エネルギー、 $V$  は粒子の体積) が小さくなると、磁化が熱揺らぎ  $kT$  によってランダムに配向しようとして減磁するという現象が起きる。これを **超常磁性限界** と呼んでいる。



# 熱揺らぎによる減磁現象

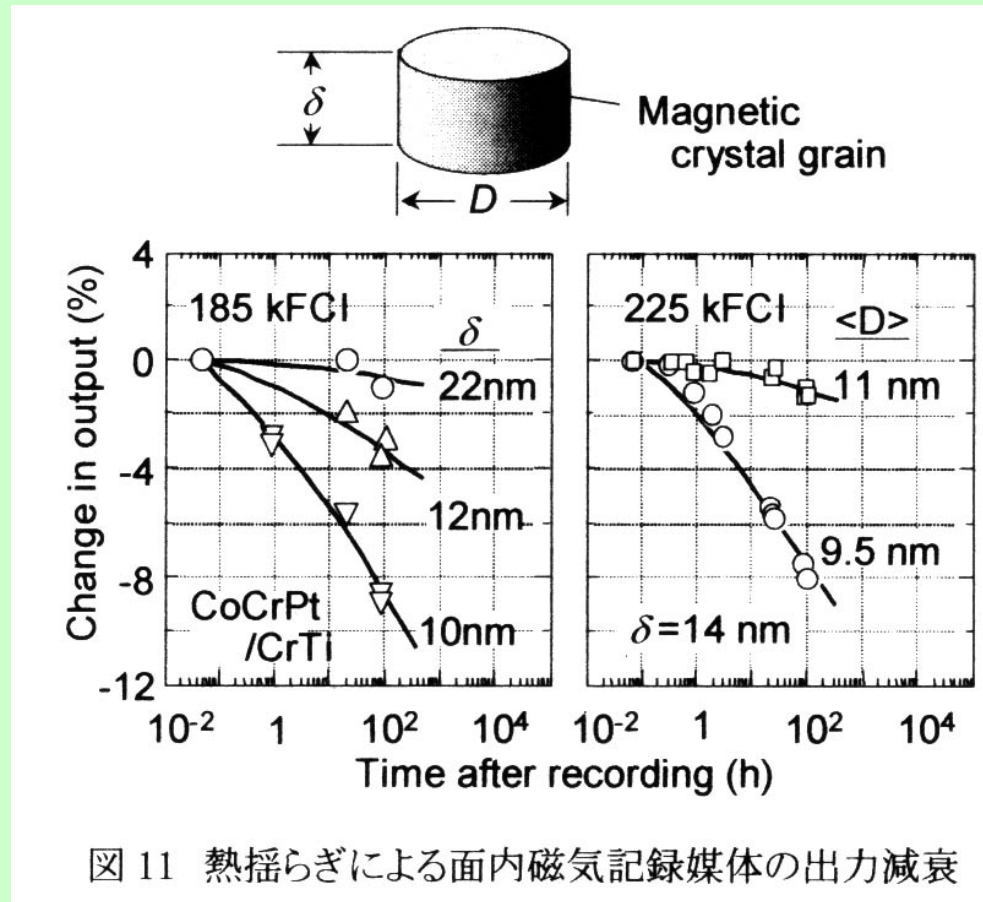


図 11 熱揺らぎによる面内磁気記録媒体の出力減衰

- 実際、20 Gb/in<sup>2</sup>の記録媒体では、その平均の粒径は10 nm程度となり、各結晶粒は磁氣的に独立に挙動し、記録された情報が保てない。
  - 細江讓：日本応用磁気学会サマースクール27テキストp.97(2003)

# 熱減磁と活性化体積

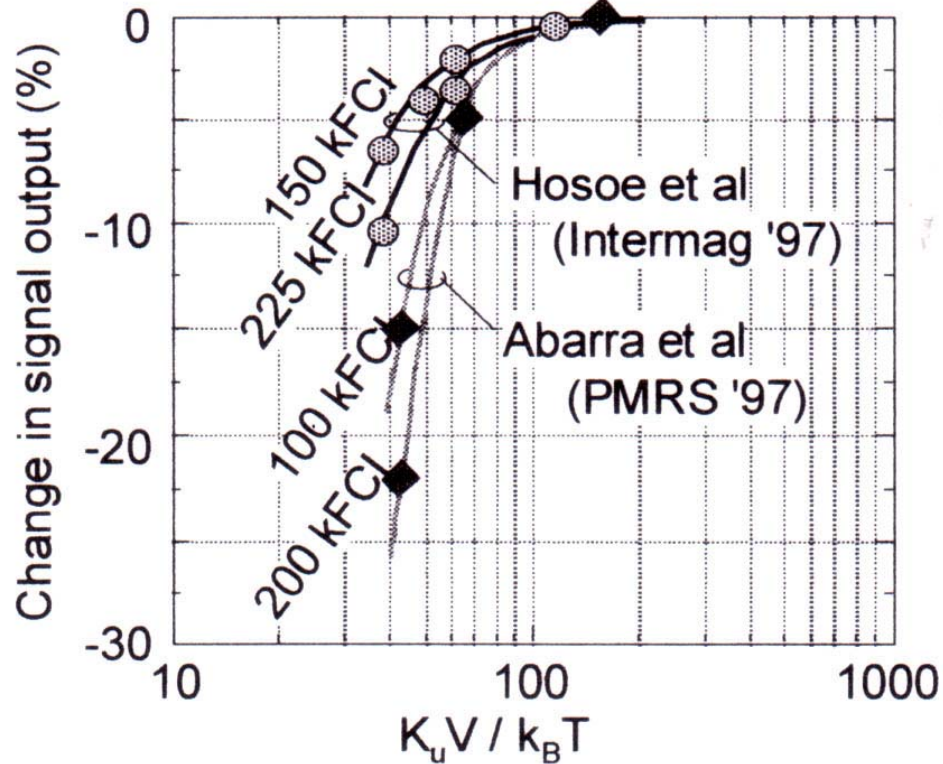


図 12 熱減磁の  $K_u V / k_B T$  依存性

- $\eta = KuV/kT > 60$  ではないと熱減磁が心配
- 細江譲: MSJサマースクール27テキスト p.97(2003)

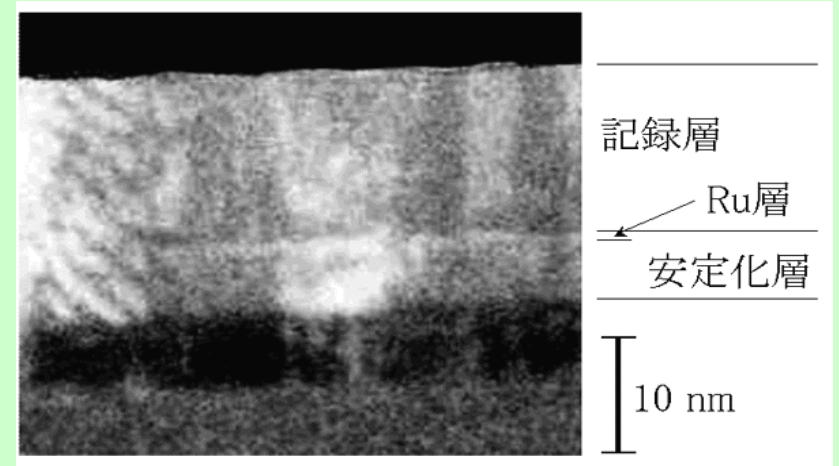
# 熱的安定条件

- ・ ハードディスクの寿命の範囲でデータが安定であるための最低条件は、 $\eta = KuV/kT > 60$ とされている。
- ・ 面記録密度  $D$  とすると、粒径  $d$  は  $D^{-1/2}$  に比例するが、記録される粒子の体積  $V$  はほぼ  $d^3$  に比例するので  $V$  は  $D$  の増大とともに  $D^{-3/2}$  に比例して減少する。
- ・ この減少を補うだけ、磁気異方性  $Ku$  を増大できれば、超常磁性限界を伸ばすことができる。単磁区の微粒子を仮定し、磁化反転が磁化回転によるとすると、保磁力  $H_{cl}$  は  $H_c = 2Ku/M_s$  と書かれるから  $D^{3/2}$  以上の伸びで保磁力を増大すれば救済できるはずである[1]。
- ・ しかし、 $H_c$  が大きすぎると、通常の磁気ヘッドでは記録できなくなってしまう。これを救うのがハイブリッド記録である。

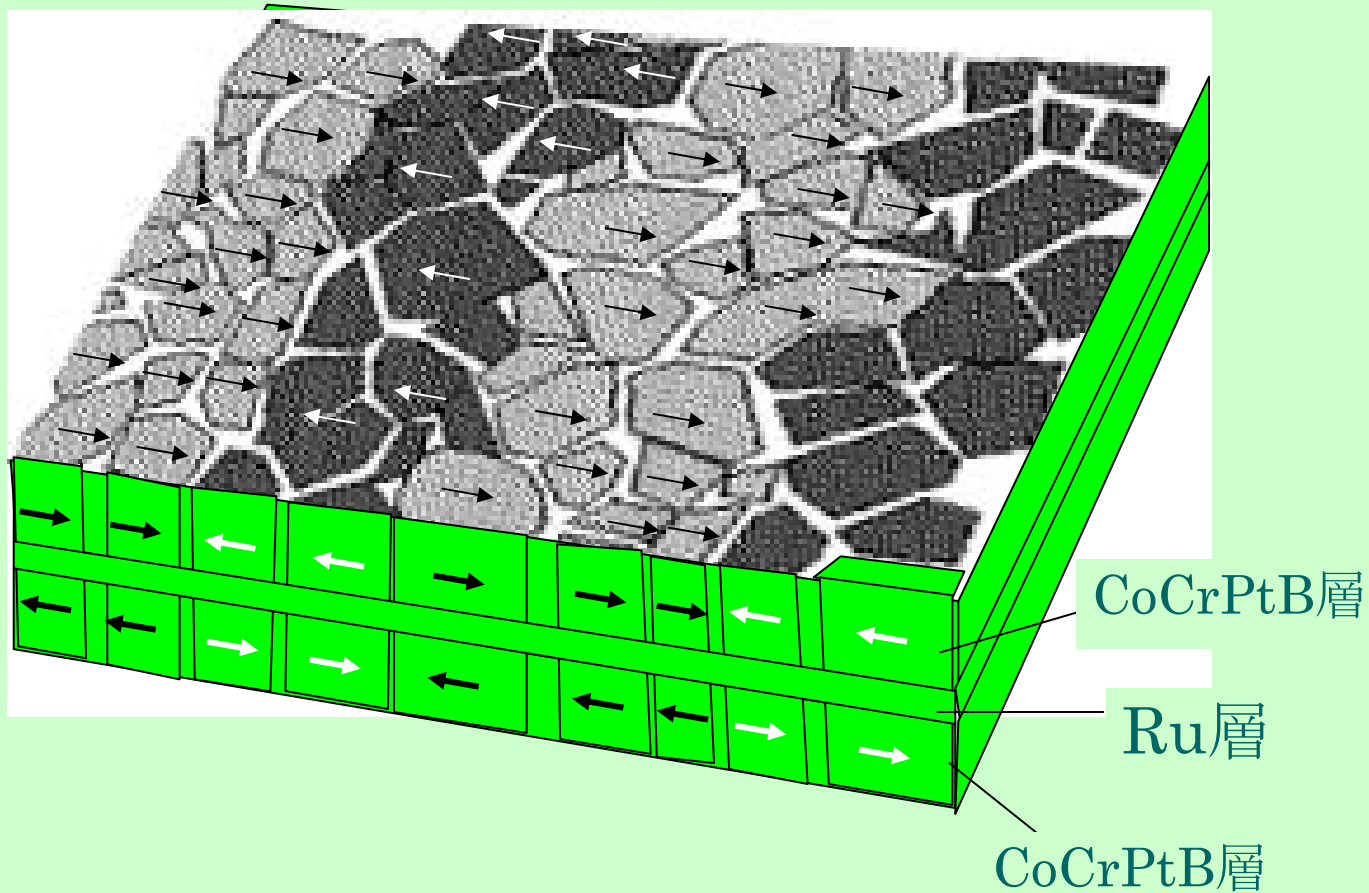
[1] T.W. McDaniel and W.A. Challener: *Proc. MORIS2002*, Trans Magn. Soc. Jpn. 2 (2002) 316.

# AFC(反強磁性結合)媒体

- AFC媒体(antiferromagnetically coupled media)というのは、Ruの超薄膜を介して反強磁性的に結合させた媒体のことで、交換結合によって見掛けのVを増大させて、安定化を図るものである。
- 富士通ではSF(synthetic ferromagnet)媒体と称する強磁性結合媒体を用いて超常磁性限界の延伸を図っている。



# 反強磁性結合(AFC)媒体の模式図



AFC媒体、SF媒体では、交換結合で見かけのVを増大

# 超常磁性限界はどこまで伸ばせられるか

- このような方法によって超常磁性限界の到来を多少遅らせることはできても、せいぜい500Gbits/in<sup>2</sup>迄であろうと考えられている。
- 保磁力を大きくすれば安定性が向上することは確実であるが、磁気ヘッドで書き込めなくなってしまう。ヘッドの飽和磁束密度には限界があるし、ヘッドの寸法の縮小にも限界がある。現行の磁気ヘッドは理論限界の1/2程度のところまで到達しており、改善の余地はほとんど残されていない。

# 超常磁性の克服

- 保磁力の大きな媒体にどのようにして記録するのかという課題への1つの回答が、パターンドメディアを用いた垂直磁気記録技術であるが、もう1つの回答が熱磁気記録である。
- パターンド・メディア
  - 物理的に孤立した粒子が規則的に配列
- 熱アシスト記録(光・磁気ハイブリッド記録)
  - 記録時に温度を上昇させて $H_c$ を下げ記録。室温では $H_c$ が増大して熱的に安定になる。

# 垂直磁気記録

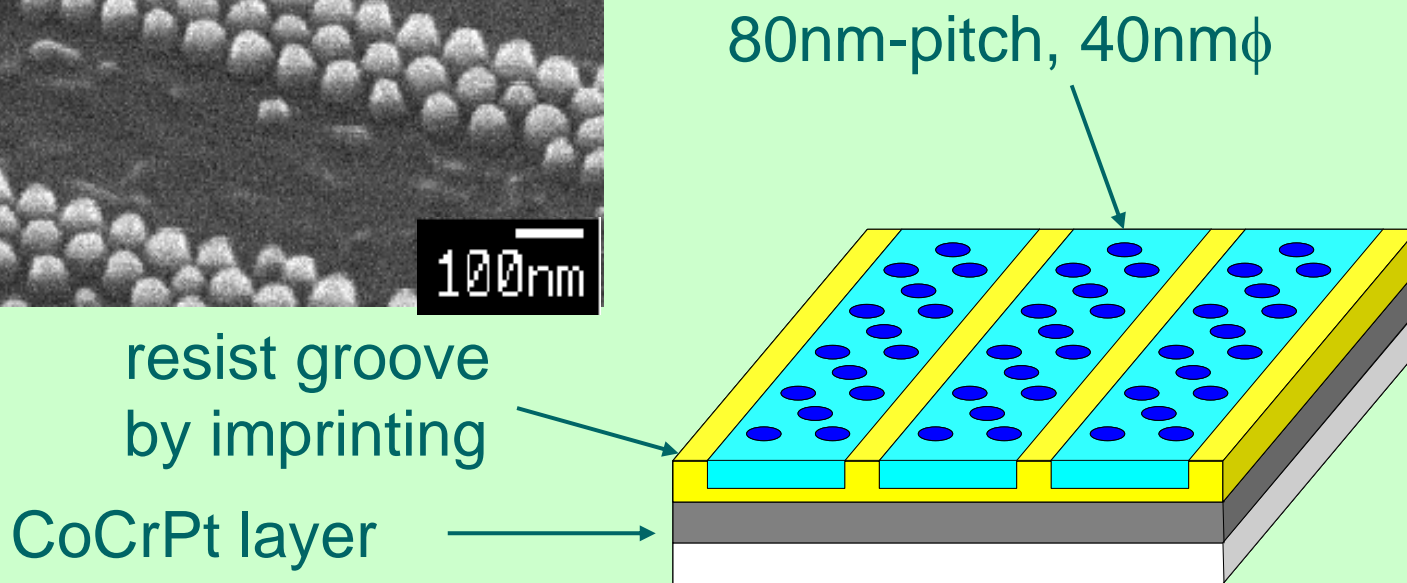
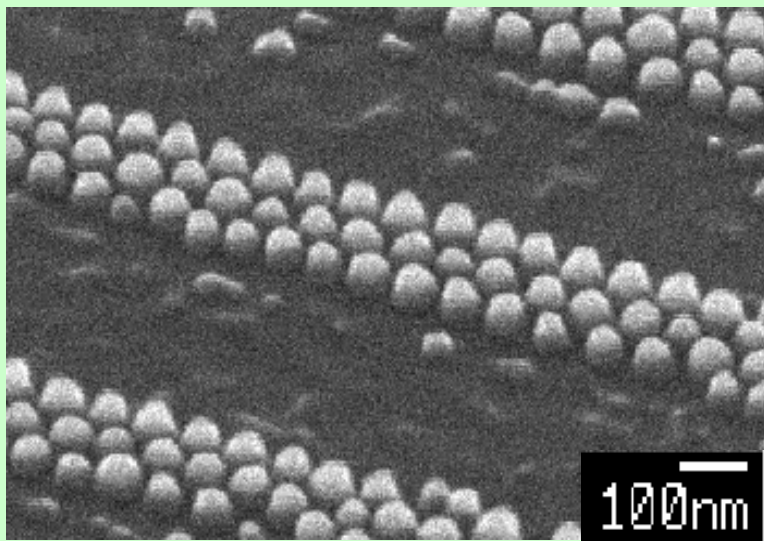
- 従来の磁気記録は記録された磁化が媒体の面内にあるので、面内磁気記録と呼ばれる。長手記録とも呼ばれる。高密度になると、1つの磁区の磁化が隣り合う磁区の磁化を減磁するように働く。
- これに対し、垂直磁気記録では、隣り合う反平行の磁化は互いに強めあうので、記録が安定。



# 熱アシスト記録材料

- 熱磁気記録に用いられる媒体としては、従来からHDDに用いられてきたCoCr系のグラニューラ媒体を利用する方法と、MO媒体として使われてきたアモルファス希土類遷移金属合金媒体を用いる方法が考えられる。また、短波長MO材料として検討されたPt/Co多層膜媒体を用いることも検討されている。いずれにせよ、室温付近で大きな $H_c$ を示し、温度上昇とともに通常の磁気ヘッドで記録できる程度に $H_c$ が減少する媒体が望ましい。

# ナノインプリントと自己組織化を利用したパターンドメディア



喜々津氏(東芝)のご好意による