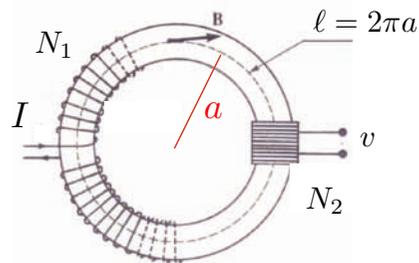


Ch 4 : Ferromagnétisme

Il s'agit de l'étude des corps dont la réponse à un champ magnétique est grand (grande perméabilité magnétique), et qui peuvent présenter un aimantation spontanée.

I - Etude expérimentale du ferromagnétisme

La mesure expérimentale des grandes perméabilités n'est pas très difficile. Elle repose sur la réalisation d'un transformateur torique qui comporte le matériau magnétique (tore), un bobinage primaire permettant d'imposer une excitation magnétique H à l'aide d'une intensité I, et un circuit secondaire donnant accès au champ magnétique B par induction. On peut alors remonter à la relation $B=f(H)$, donc à $M=g(H)$



Au primaire on a :

$$\oint_C \vec{H} \cdot d\vec{\ell} = N_1 I$$

Le champ étant orthoradial

$$2\pi a H = N_1 I$$

Au la loi de Faraday donne a tension induite $v = -N_2 s \frac{dB}{dt}$

Il faut donc intégrer cette relation pour obtenir la courbe $B=f(H)$.

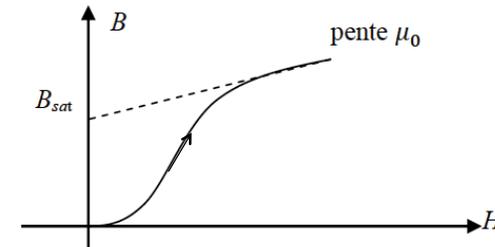
Conseil : on peut réaliser un circuit pseudo-intégrateur (à AO ou simple RC) avec une fréquence de coupure f_c basse (0.1 Hz). Si la fréquence imposée au circuit est $f \gg f_c$ alors le filtre se comporte comme un intégrateur

On peut aussi régler finement l'offset d'un intégrateur pur à AO pour que la dérive soit très lente. Ça fonctionne plutôt bien.

II – Première aimantation et hystérésis

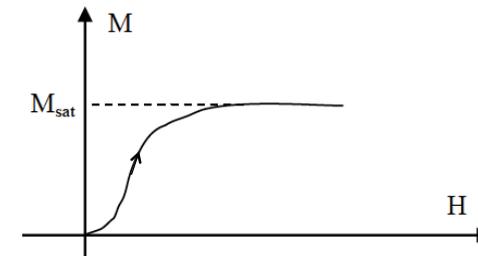
On suppose ici que le corps est initialement désaimanté. Expérimentalement on verra qu'il suffit pour ça d'appliquer un courant sinusoïdal assez fort et de diminuer continuellement son amplitude vers zéro. On aboutit à l'état initial $M=0$.

Augmentons H (donc I) à partir de l'état $M=0$



B croît de de manière non linéaire puis atteint une asymptote de pente μ_0

On peut tracer $M=g(H)$ à l'aide de la relation $B(H) = \mu_0(H + M(H))$

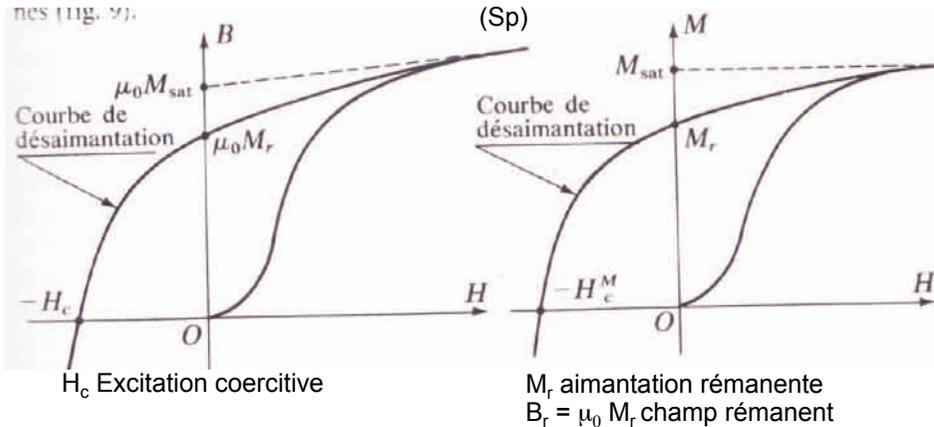


Lors de la même expérience, M croît avec H vers une limite : l'aimantation à saturation. Cette courbe s'appelle la courbe de première aimantation.

Elle permet de définir la susceptibilité magnétique $\chi_m = \frac{M(H)}{H} \gg 1$

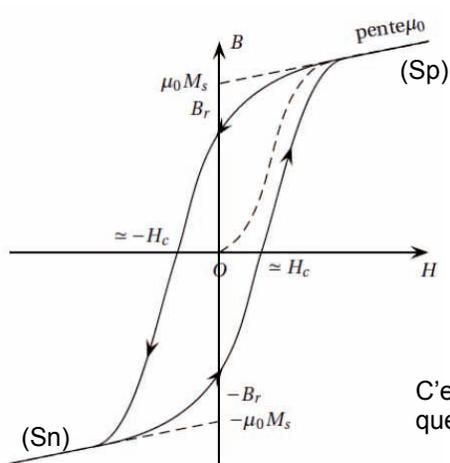
Cette fonction croît avec H, atteint un maximum puis décroît comme M_{sat}/H aux grandes excitations magnétique.

Effectuons une **désaimantation** en partant de l'état saturé précédent (Sp).
Pour ça il suffit de diminuer le courant vers zéro.



Lorsque H (ou l'intensité I) s'annule, B et M ne s'annulent pas mais atteignent des valeurs non nulles B_r (champ rémanent) et M_r (aimantation rémanente). Le matériau reste aimanté et se comporte donc comme un aimant. Si on veut annuler cette aimantation rémanente, il faut appliquer une excitation magnétique négative H_c (excitation coercitive).

Un fois que l'on a atteint le point $(-H_c, B=0)$, on peut diminuer H dans les valeurs négatives pour atteindre le régime saturé côté négatif (Sn).

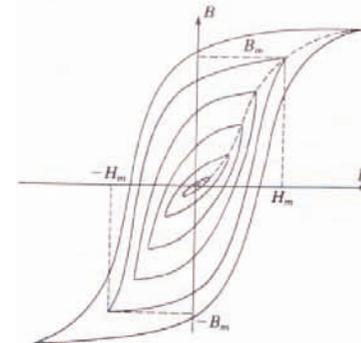


Dans ce régime, le champ B ne sature pas. Si $M=M_s$, diminuer l'intensité dans le solénoïde formé produira un champ B négatif qui continue d'augmenter en module.

Partant de (Sn), on peut augmenter l'intensité jusqu'à saturation côté Positif. Nous avons décrit un cycle et sommes revenus sur la branche (Sp).

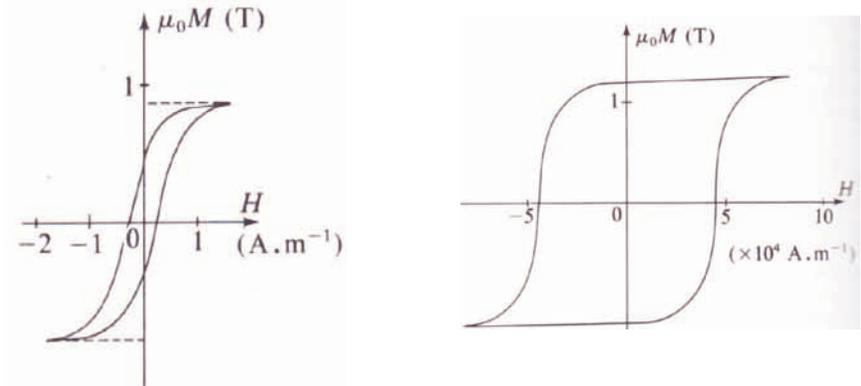
C'est le cycle d'hystérésis le plus grand que l'on puisse former.

Comportement cyclique à partir d'un maximum situé sur la courbe de 1^{ère} aimantation



Les valeurs de B_r , M_r , H_c dépendent du point de départ dans le cycle, qui couvre une aire d'autant plus petite que l'excitation atteinte est faible. Les valeurs tabulées correspondent à celles du cycle le plus grand. Pour désaimanter le matériau, il suffit de lui faire décrire des cycles de plus en plus petit, ce qui a pour effet d'annuler B_r et M_r .

Le matériau est dit **doux** si son cycle est étroit, dur si son cycle est **large**

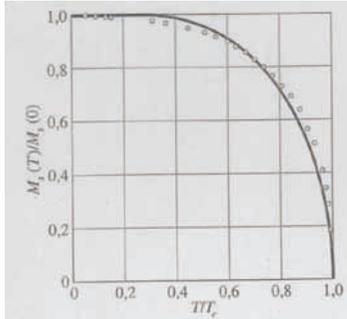


Les matériaux **doux** sont faciles à désaimanter (Fer, et alliages tels le Permalloy 80% Ni / 20% Fe). Les durs sont difficiles à désaimanter et servent d'aimant permanent. L'excitation coercitive H_c peut varier de plusieurs ordres de grandeur.

Matériau	B_r (T)	H_c (A.m ⁻¹)
Acier trempé	0,8	4,1
Alnico	0,7 à 1,3	48000
NdFeB	1,3	860000

III – Transition ferromagnétique-paramagnétique

L'aimantation à saturation dépend fortement de la température, et est nulle au delà de la température de Curie. Au delà de T_c , le corps est paramagnétique



$M_s(T)$ pour le fer (Livre de Kittel)

$T \leq T_c$ Milieu ferromagnétique

$$M_s(T) \simeq M_0 \sqrt{1 - \frac{T}{T_c}}$$

$T \geq T_c$ Milieu paramagnétique

$$M_s(T \geq T_c) = 0$$

Température de Curie des corps purs

	T_c °K
Nickel	631,0
Fer	1 041,9
Cobalt	1 387,3

Au delà de T_c , le corps est paramagnétique et on peut mesurer sa susceptibilité en fonction de T

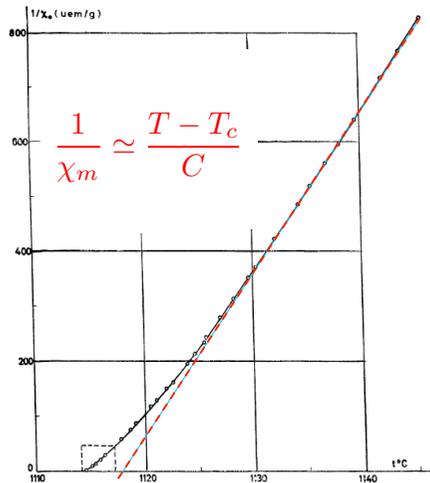


FIG. 7. — Variation de $(1/\chi_0, T)$ du cobalt.

$$M(T \geq T_c) = \chi_m \frac{B_{ext}}{\mu_0}$$

Assez loin de la transition, elle suit une loi de Curie-Weiss

$$\chi_m \simeq \frac{C}{T - T_c}$$

Proche de la transition

$$\chi_m \simeq \frac{C}{(T - T_c)^\gamma}$$

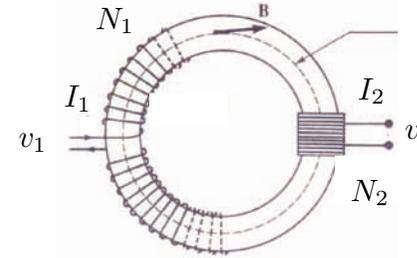
Exposant critique $\gamma \simeq 1,3$

Cas du cobalt (G. Develley, Journal de Physique, 1968)

IV – Quelques applications du ferromagnétisme

IV.1 – transformateur À voir en TP, cf Hprépa Electronique II (PSI)

C'est l'application la plus connue, qui permet d'élever ou d'abaisser une tension En fonction du rapport du nombre de spires N_1 et N_2 au primaire et au secondaire.



Modèle du transformateur parfait :

Tout le flux est canalisé $\phi_0 \simeq B \cdot s$

$$v_1 = -\frac{d\phi_1}{dt} = -N_1 \frac{d\phi_0}{dt}$$

$$v_2 = -\frac{d\phi_2}{dt} = -N_2 \frac{d\phi_0}{dt}$$

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{N_2}{N_1} \quad N_1 I_1 = N_2 I_2$$

La loi des courant vient de la conservation de la puissance $P = v_1 I_1 = v_2 I_2$

C'est une approximation puisque lorsque le transformateur débite, on a (th d'Ampère) $N_1 I_1 - N_2 I_2 = \frac{\ell}{\mu_0} \phi_0$

Origine des pertes dans un transformateur réel :

-Pertes cuivre (effet Joule dans les bobinages) $P \simeq R_1 I_1^2 + R_2 I_2^2$

-Pertes fer $W = V_{\text{volume}} \oint_{\text{cycle}} H dB$

Travail à fournir lors d'un cycle = aire du cycle d'hystérésis

- Pertes par courant de Foucault

B dans le matériau vérifie $\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \frac{1}{\mu\sigma} \Delta \vec{B}$

Epaisseur de peau (régime sinusoïdal) $\delta = \frac{1}{\sqrt{\mu\sigma\omega}}$

Cuivre à 50 Hz $\mu_0\sigma \simeq 12$

$\delta \simeq 1,5 \text{ cm}$

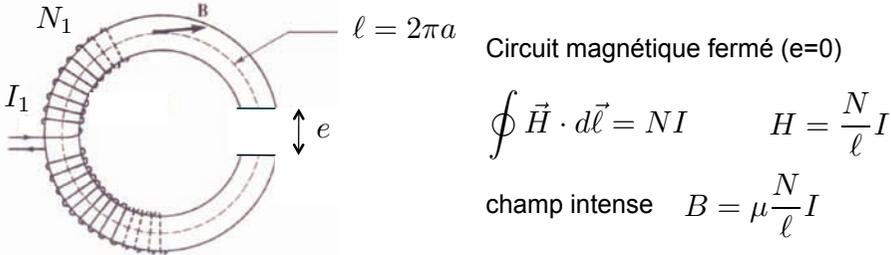
Fer à 50 Hz $\mu\sigma \simeq 1200$

$\delta \simeq 1,5 \text{ mm}$

Pour éviter le problème : feuilletage du matériau, ou utilisation de ferrites (isolant)

IV.2 – production de champs intenses (électro-aimant)

Le champ produit à l'intérieur du matériau magnétique est très grand car il est multiplié par la perméabilité relative.



Le champ créé dans un entrefer e (dans l'air) sera toutefois plus faible. On l'obtient à nouveau à l'aide du théorème d'ampère en supposant que les champ restent orthoradiaux.

Circuit ouvert $e \neq 0$ $\oint \vec{H} \cdot d\vec{\ell} = NI$ est toujours vrai

Mais $H_a = \frac{B_a}{\mu_0}$ dans l'air et $H_m = \frac{B_m}{\mu}$ dans le matériau

B est normal à l'interface air-matériau. Cette composante est continue et

$$B_a = B_m$$

Le théorème d'Ampère donne donc

$$\oint \vec{H} \cdot d\vec{\ell} = \frac{B_a}{\mu}(\ell - e) + \frac{B_a}{\mu_0}e = NI$$

$$B_a = \frac{\mu NI}{\ell + (\mu_r - 1)e}$$

Se vérifier bien en TP

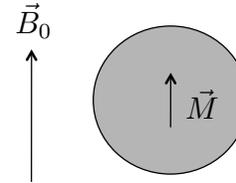
Il faut un petit entrefer pour avoir un champ fort ($\mu_r e \ll \ell$)

Dès que l'entrefer est trop grand, le champ produit n'est pas beaucoup plus grand que celui créé par une bobine.

IV.3 – Levage électromagnétique

Une des grandes application du ferromagnétisme est le levage. Supermagnete vend des aimants avec comme caractéristique la force d'adhérence (en g) ...

Examinons le cas d'une sphère magnétique qui s'aimante dans un champ B_0 . On calcule M sachant que la sphère s'aimante de manière homogène



Le champ total est la somme de B_0 et du champ créé par la sphère.

Le champ créé par la sphère est dipolaire à l'extérieur

$$\vec{B}_{ext} = \vec{B}_0 + \vec{B}_{dip\grave{o}le}$$

Le champ créé par M est homogène à l'intérieur (ch 1)

$$\vec{B}_{int} = \vec{B}_0 + \frac{2}{3}\mu_0\vec{M} \quad (1)$$

A ce stade on ne connaît pas M , qui dépend de B_0 du matériau.

On doit donc utiliser la perméabilité qui lie B à H et M dans le matériau

$$\vec{H}_{int} = \frac{\vec{B}_{int}}{\mu_0} - \vec{M} = \frac{\vec{B}_{int}}{\mu} \quad (2)$$

qui montre que $\vec{B}_{int} = \frac{\mu_r}{\mu_r - 1}\mu_0\vec{M}$

En utilisant la relation (1), on trouve alors que

$$\vec{M} = \frac{3}{\mu_0} \frac{\mu - \mu_0}{\mu + 2\mu_0} \vec{B}_0 \quad \vec{B}_{int} = \frac{3\mu}{\mu + 2\mu_0} \vec{B}_0$$

Comme dans l'exemple de la sphère polarisée que B_r/B_0 et M/B_0 saturent dès que la perméabilité est grande

Le moment dipolaire d'une sphère de forte perméabilité sera $\vec{M} \simeq V_{ol} \frac{\vec{B}_0}{\mu_0}$

Si B_0 n'est pas uniforme, la force exercée est alors $\vec{F} = \vec{M} \cdot \vec{\nabla} \vec{B}_0 \simeq V_{ol} \vec{\nabla} \frac{B_0^2}{2\mu_0}$

Prenons un aimant qui créé un champ de $B_0=1T$ sur une échelle caractéristique $\ell_{B_0} = 1 \text{ cm}$

$$\frac{F}{V} \simeq \frac{B_0^2}{2\ell_{B_0}\mu_0} \simeq 10^7 - 10^8 \text{ N.m}^{-3}$$

Cette densité volumique de force est nettement plus grande que pour la gravité $\frac{F_{grav}}{V} = \rho g \simeq 10^5 \text{ N.m}^{-3}$

V – Interprétation microscopique du ferromagnétisme

Le paramagnétisme a été interprété dans le cadre d'un système de particules indépendantes. Dans ce cadre, on trouve que i) l'aimantation est nulle si $B=0$.
ii) il n'y a pas de transition de phase, le matériau paramagnétique à toute température.

Comme dans le cas de la thermodynamique des gaz, il faut tenir compte des interactions entre particules afin de rendre compte des comportements observés.

V.1 Modèle de champ moyen

Pour tenir compte de l'interaction entre atomes dans le matériau ferromagnétique, on suppose que le champ vu par un site est

$$\vec{B}_{eff} = \vec{B} + \vec{B}_m = \vec{B} + \lambda\mu_0\vec{M}$$

B_m est appelé champ moléculaire (Weiss 1907). La constante est caractéristique du matériau.

Le ferromagnétisme est alors traité dans une théorie de champ moyen. On réutilise l'expression obtenue pour le paramagnétisme avec l'expression du champ effectif.

Dans le cas du modèle à deux niveaux vu au chapitre précédent, on obtient :

$$M = n\mu_B \tanh\left(\frac{\mu_B}{kT}(B + \lambda\mu_0 M)\right)$$

M est solution d'une équation auto-cohérente dont on doit trouver les solutions possibles en fonction de la température T .

Pour résoudre cette équation, il est commode de réécrire l'équation précédente sous la forme générique :

$$\frac{M}{M_s} = \tanh\left(\frac{T_c}{T} \frac{M}{M_s} + \frac{\mu_B B}{kT}\right)$$

Qui fait intervenir l'aimantation maximale $M_s = n\mu_B$

Et la température de Curie $T_c = \lambda\mu_0 \frac{n\mu_B^2}{k}$

Remarque : pour un modèle différent d'un système de spins $\frac{1}{2}$, on aurait une fonction différente de $\tanh(x)$, mais l'approche reste similaire.

Pour résoudre l'équation précédente, on pose alors

$$m = \frac{M}{M_s} \quad \xi = \frac{T_c}{T} m + \frac{\mu_B B}{kT}$$

De telle sorte que la solution est l'intersection des courbes

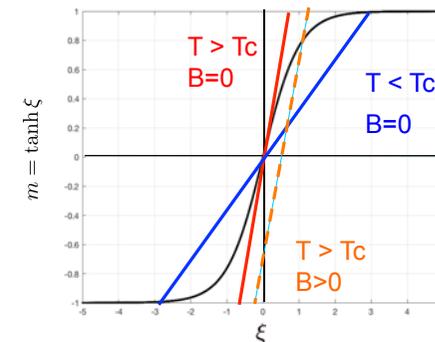
$$m = \tanh \xi \quad m = \frac{T}{T_c} \xi - \frac{\mu_B B}{kT_c}$$

La solution s'obtient alors graphiquement.

Dans le cas $B=0$ (champ nul imposé)

$T > T_c$, 1 solution $M=0$

$T < T_c$, 3 solutions.
 $M=0$ (instable)
 M non nul



Il y a deux cas de figure :

- Haute température, $T > T_c$, il n'existe qu'une intersection qui correspond à la solution $M=0$. L'aimantation est nulle en champ nul. Le milieu ne présente pas d'aimantation spontanée, il est paramagnétique.

- Basse température, $T < T_c$ la pente de la droite est inférieure à 1 et il existe 3 solutions. $M=0$ (qui est instable), et deux solutions opposées M et non nulles. Le milieu présente une aimantation spontanée, il est ferromagnétique.

Dans le cas B non nul

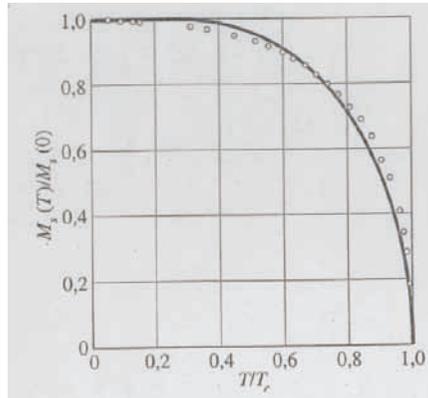
Si B est positif, la droite d'équation $m = \frac{T}{T_c} \xi - \frac{\mu_B B}{kT_c}$ est translatée vers le bas.

Dans le cas $T > T_c$ (courbe en pointillés), il n'y a une intersection avec la courbe $\tanh(\xi)$ qui donne $M > 0$. On retrouve que M est non nul si B est non nul (paramagnétisme).

Dans le cas $T < T_c$, il y a 3 solutions non nulles, la solution M dans le même sens que B est favorisée thermodynamiquement.

V.2 Comparaison du modèle de champ moyen aux mesures

Evolution de l'aimantation à saturation en fonction de la température



Au voisinage de la transition

$$\frac{M}{M_s} = \tanh\left(\frac{T_c}{T} \frac{M}{M_s}\right)$$

$$\tanh x \simeq x - \frac{x^3}{3}$$

$$M \simeq \sqrt{3} M_s \sqrt{1 - \frac{T}{T_c}}$$

Susceptibilité dans le domaine paramagnétique : réponse en champ imposé

G. Develey, Journal de Physique, 1968

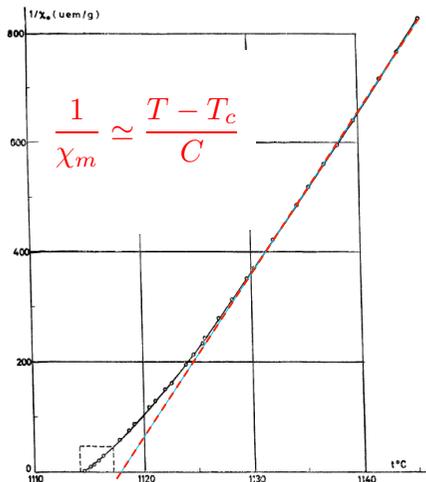


FIG. 7. — Variation de $(1/\chi_m, T)$ du cobalt.

Pour $T > T_c$, M est faible, on peut linéariser l'éq. au premier ordre

$$\frac{M}{M_s} = \tanh\left(\frac{T_c}{T} \frac{M}{M_s} + \frac{\mu_B B}{kT}\right)$$

pour obtenir

$$\frac{M}{M_s} \simeq \frac{T_c}{T} \frac{M}{M_s} + \frac{\mu_B B}{kT}$$

Le modèle permet de reproduire la loi de Curie-Weiss

$$M \simeq \frac{C}{T - T_c} \frac{B}{\mu_0} \quad C = \frac{M_s \mu_0 \mu_B}{k}$$

Le modèle de champ moyen permet donc de reproduire qualitativement les observations expérimentales, mais il n'est pas bon proche de la transition.

V.3 Origine de l'interaction

Ce n'est pas une interaction dipôle-dipôle. Si l'on considère deux dipôles magnétique distants d'une maille et que l'on estime leur énergie d'interaction

$$\vec{m}_1 \uparrow \quad \leftarrow a \rightarrow \quad \vec{m}_2 \uparrow \quad U_{\text{int}} \simeq -\vec{m}_1 \cdot \vec{B}_2$$

On trouve que le champ exercé par un atome sur son voisin est de l'ordre de 1 Tesla

$$m \simeq \mu_B = \frac{e\hbar}{m_e} \sim 10^{-23} \text{ A.m}^2 \quad B \simeq \frac{\mu_0 \mu_B}{2\pi a^3} \sim 1 \text{ T}$$

Cette énergie est donc faible devant l'agitation thermique, elle est trop faible pour conduire à un ordre magnétique. $\frac{U_{\text{int}}}{kT} \sim 0.01$

L'origine de l'interaction réside dans l'interaction d'échange, qui provient en l'interaction électrostatique de répulsion entre électrons (négligée en 1^{ère} approximation), combinée au principe d'exclusion de Pauli. Elle se met sous la forme effective :

$$U_{ij} = -J \vec{s}_i \cdot \vec{s}_j \quad \vec{m}_i = \mu_B \vec{s}_i$$

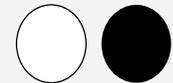
Si $J > 0$, il y a un gain en énergie lorsque les moments (ou spins) sont de même sens. Pour $J < 0$, il y a anti-alignement (ferrimagnétisme).

Expliquons avec les mains pourquoi les états ++, --, +- ne correspondent pas à la même énergie. Supposons pour cela que l'on ait que deux électrons chacun au voisinage d'un atome formant une molécule de type H₂.

Le hamiltonien d'interaction entre électrons est $H_{\text{int}} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_{12}}$

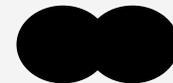
Si les électrons ont même spin (++ ou --)

la partie spatiale de la fonction d'onde est antisymétrique (Pauli) et s'annule entre les protons. Les e- ne peuvent être au même endroit puisqu'ils ont même spin. <Hint> sera faible car r_{12} est assez grand.



Si les électrons ont des spins différents (+- ou -+)

la partie spatiale est alors symétrique (Pauli) et les e- peuvent se trouver au même endroit. <Hint> est plus grand car r_{12} peut être plus faible.



Les états ++/-- sont plus bas en énergie que les états +/-+, ce qui peut se décrire en utilisant $\vec{s}_1 \cdot \vec{s}_2$

Remarque : on voit que J dépend fortement de la géométrie du matériau et de ses fonctions d'onde. Il y a donc une grande variété de situations.

Dans ce cadre, le système magnétique peut être décrit par le Hamiltonien de Heisenberg :

$$\vec{m}_i = \mu_B \vec{s}_i \quad H = -\mu_B \sum_i \vec{s}_i \cdot \vec{B}_0 - J \sum_{\{paires\}} \vec{s}_i \cdot \vec{s}_j \quad (1)$$

pour lequel la somme de droite fait intervenir les paires de moments magnétiques.

H peut s'écrire sous une forme faisant apparaître ce qui ressemble à un champ B effectif :

$$H = -\mu_B \sum_i \vec{s}_i \cdot \left(\vec{B} + \frac{J}{\mu_B} \sum_{j \neq i} \vec{s}_j \right) + cte \quad (2)$$

L'aimantation est lié à la moyenne $\langle \vec{s} \rangle = \frac{1}{N} \sum_i \vec{s}_i$

par la relation $\vec{M} = n\mu_B \langle \vec{s} \rangle$

Pour traiter le problème par une approche de type champ moyen, on suppose que l'orientation des moments magnétiques ne fluctue pas. La somme de droite s'écrit à l'aide du nombre de voisins N_v

$$\sum_{j \neq i} \vec{s}_j \simeq N_v \langle \vec{s} \rangle$$

On aboutit à une expression pour le champ effectif

$$\vec{B}_{\text{eff}} = \vec{B} + \lambda \mu_0 \vec{M} \quad \text{avec} \quad \lambda = \frac{J N_v}{n \mu_B^2 \mu_0}$$

Pour calculer la constante (notée K) présente dans le hamiltonien (2) car on a compté des paires deux fois, il suffit de calculer la moyenne de l'expression (1) et de l'expression (2) dans l'approximation C.M.

Dans le cas (2), on a : $\langle H \rangle = -\mu_B N \langle \vec{s} \rangle \cdot \vec{B}_0 - J N N_v \langle \vec{s} \rangle^2 + K$

Dans le cas (1), il n'y a que $N/2 \cdot N_v$ paires

$$\langle H \rangle = -\mu_B N \langle \vec{s} \rangle \cdot \vec{B}_0 - J N N_v / 2 \langle \vec{s} \rangle^2$$

La véritable expression du Hamiltonien C.M. fait donc intervenir une constante, qui n'en est pas vraiment une puisqu'elle dépend de l'inconnue du problème, M.

$$H = -\mu_B \sum_i \vec{s}_i \cdot (\vec{B}_0 + \lambda \mu_0 \vec{M}) + J \frac{N N_v}{2} \left(\frac{M}{n \mu_B} \right)^2$$

C'est la bonne expression si l'on veut comprendre quelles solutions pour M sont stables, et lesquelles sont instables.

V.3 Comment connaître la stabilité des solutions ?

La température et le volume sont imposés. L'énergie libre $F = -kT \log Z$ est donc le potentiel thermodynamique du système.

F atteint un minimum à l'équilibre sachant que T et V sont fixes. M apparaît comme un degré de liberté interne au système qui s'ajuste pour assurer que F atteigne bien un minimum sous ces contraintes.

Un état d'équilibre stable satisfait donc à :

$$\left(\frac{\partial F}{\partial M} \right)_{T,V} = 0 \quad \left(\frac{\partial^2 F}{\partial M^2} \right)_{T,V} \geq 0$$

Puisqu'on connaît l'expression du hamiltonien, on connaît la fonction de partition Z. Dans le cadre de la statistique de Boltzmann on a donc :

$$Z = (\exp(-H(s = +\hbar/2)/kT) + \exp(-H(s = -\hbar/2)/kT))^N$$

L'énergie libre est donc :

$$F = -NkT \log \left(2 \exp \left(-J \frac{N_v}{2kT} \left(\frac{M}{n\mu_B} \right)^2 \right) \cosh \left(\frac{\mu_B B_{\text{eff}}}{kT} \right) \right)$$

Comme $\log(\exp(x))=x$, l'expression se simplifie en :

$$F = NkT_c \left\{ \frac{1}{2} \left(\frac{M}{M_s} \right)^2 - \frac{T}{T_c} \log \left(2 \cosh \left(\frac{T_c}{T} \frac{M}{M_s} \right) \right) \right\}$$

Avec les notations $M_s = n\mu_B$ $kT_c = J N_v$

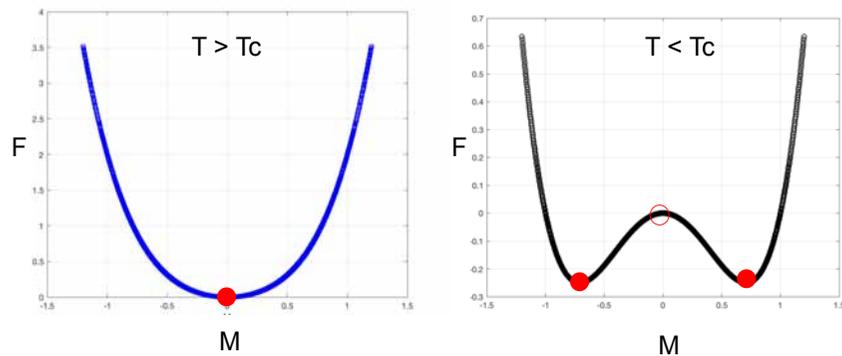
La condition d'équilibre $\left(\frac{\partial F}{\partial M} \right)_{T,V} = 0$ **donne l'équation d'autocohérence**

$$\frac{NkT_c}{M_s} \left(M - M_s \tanh \left(\frac{T_c}{T} \frac{M}{M_s} \right) \right) = 0$$

On retrouve donc le résultat établi en section V.1. Une seule solution $M=0$ pour $T > T_c$ et trois solutions [$M=0$ et deux solutions opposées non nulles] pour $T < T_c$.

La différence majeure par rapport au traitement simple fait auparavant est que la connaissance de F permet de connaître la stabilité des solutions.

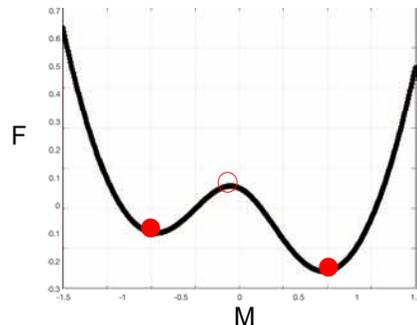
On peut tracer la forme $F(M, T \text{ fixe})$ pour $T > T_c$ (gauche) et $T < T_c$ (droite)



Pour $T > T_c$, $F(M, T \text{ fixe})$ ne présente qu'un extremum en $M=0$: C'est un minimum, la dérivée seconde est manifestement positive, cette solution est stable.

Pour $T < T_c$, $F(M, T \text{ fixe})$ présente trois solutions possibles : La solution $M=0$ est un maximum local, la dérivée seconde est négative et cette solution est instable. Les solutions (M non nul) correspondent à des minima sont aussi stables l'une que l'autre.

En champ non nul (avec ici $B_0 > 0$), la solution $M > 0$ est la plus stable. La solution négative est aussi thermodynamiquement possible, mais elle est métastable et il faut regarder la profondeur du puits pour savoir si elle est observable.



Remarque : il est très rare de pouvoir calculer explicitement F , et la transition est général décrite de manière phénoménologique à l'aide d'un développement à la Landau.

Nous verrons en TD comment la transition ferro-para est bien décrite par un développement de la forme :
$$F/V = a(T - T_c)M^2 + bM^4$$

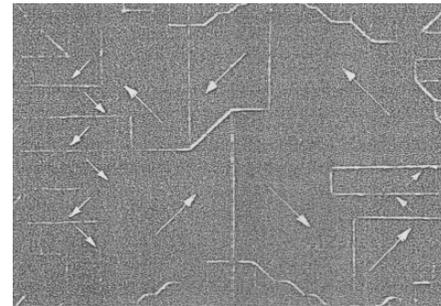
En exercice : on peut montrer que l'énergie libre C.M. se met sous cette forme lorsque la température est proche de T_c (M est alors petit).

VI Aimantation rémanente

Dans le cadre des modèles développés, puisque la température ambiante est telle que $T \ll T_c$, les matériaux magnétiques devraient présenter une aimantation rémanente proche de la saturation. Or on observe que ce n'est pas du tout le cas, et l'on a même souvent $M_r \ll M_s \dots$

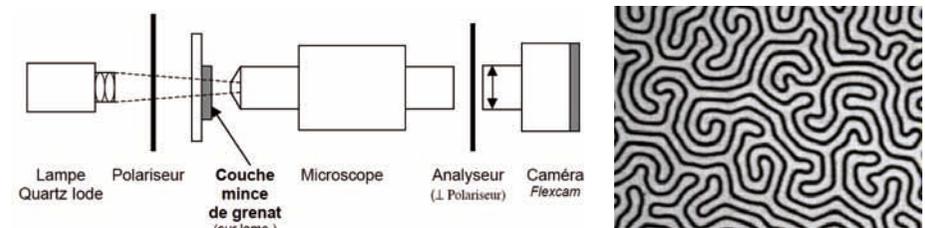
Le premier à avoir proposé une raison est Pierre Weiss (1906), qui a supposé que le matériau est en fait formé de petits domaines au sein desquels l'aimantation est quasiment saturée, mais dont l'orientation est aléatoire au sein du matériau.

Ces domaines ont par la suite été observés expérimentalement. Par exemple dans le cas du fer, on peut visualiser les domaines par la méthode des poudres (image issue du livre de Kittel).



Sur un domaine, le champ est quasiment homogène mais il varie beaucoup à l'interface entre domaines (parois de Bloch). Le gradient de B_y est fort et une poudre magnétique s'y concentre. Les flèches correspondent ici au sens de déplacement des parois lors de l'application d'un champ magnétique extérieur.

Une méthode plus moderne (voir fascicule de TP) utilise la rotation faraday de la lumière polarisée au travers d'une fine couche de Grenat ferrimagnétique.

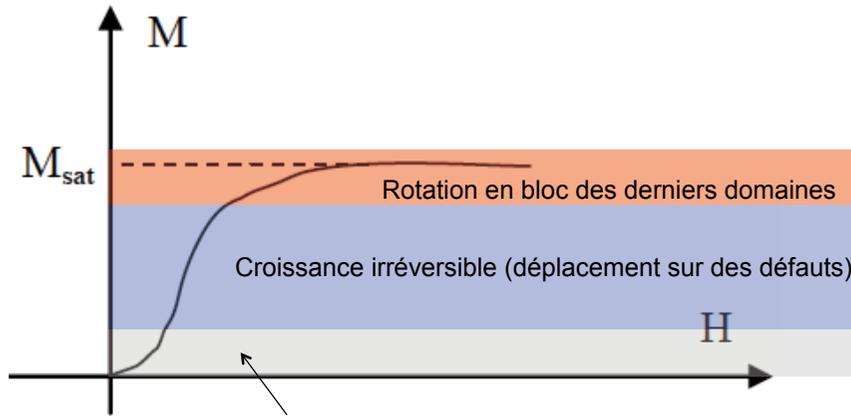


Cette expérience qualitative (ne pas faire en montage) permet une observation directe des parois de Bloch au microscope entre un polariseur et un analyseur si on applique un champ magnétique fort à l'échantillon. Utiliser une bobine à noyau de fer en forme de pointe.

VI De l'origine de l'hystérésis

Comme souvent lorsqu'on le rencontre, le phénomène d'hystérésis provient des défauts du système (défauts cristallins ici, rugosités pour l'angle de mouillage en capillarité ...).

Lorsqu'on applique un champ magnétique à un matériau et que l'on l'aimante, plusieurs phénomènes se produisent de manière successive.



Croissance réversible de domaines d'orientation favorable

Au départ, l'action de B ne fait que déplacer des parois de Bloch de manière réversible, certains domaines favorisés grossissent et d'autres rapetissent.

Les parois finissent par accrocher des défauts et il faut augmenter un peu le champ pour réussir à passer ce qui s'apparente à une barrière. Une fois passé cette barrière, la paroi reste accrochée sur la défaut et tout ne revient pas arrière lorsqu'on coupe le champ. La croissance est irréversible.

Ce mécanisme n'est cependant pas suffisant pour réussir à saturer l'échantillon. Certains domaines restent aimantés dans une direction autre que celle du champ de sorte que les moments dipolaires subissent un couple magnétique. Lorsque le champ est suffisamment intense, ces le moment dipolaire des atomes au sein des domaines finissent par tourner en bloc et l'aimantation sature.

VII De l'origine des domaines de Weiss

Si l'état d'équilibre d'un système magnétique résulte de la minimisation du potentiel thermodynamique du système, le processus est complexe.

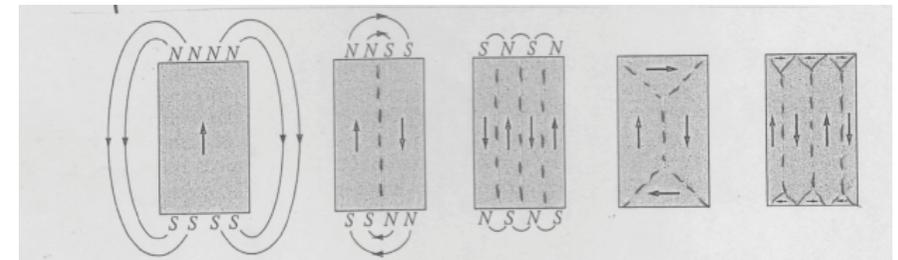
Il y a en premier lieu un gain en énergie dans le volume de chaque domaine, stabilisant, due à l'orientation collective au sein des domaines. Avec une telle Observation, on devrait avoir donc observer des matériaux saturés.

Toutefois une orientation globale conduit à une énergie globale très élevée puisque le système produit un champ dans tout l'espace.

On peut s'en rendre compte en étudiant l'énergie de la distribution

$$U = \iiint_{\infty} \frac{\vec{H} \cdot \vec{B}}{2} dV \quad U = \frac{1}{2\mu_0} \iiint_{\infty} B^2 dV - \frac{1}{2} \iiint_{V_0} \vec{M} \cdot \vec{B} dV$$

Qui fait apparaître une énergie du champ magnétique créé ainsi que le gain en volume du fait d'une orientation favorable de l'aimantation.



dipôle $1/r^3$

quadrupôle $1/r^4$

Domaine fermé
 $B_{ext}=0$

Avec des distributions d'aimantations identiques, on peut diminuer beaucoup l'énergie du champ B en renversant l'aimantation, i.e. en créant des domaines. Ces domaines font naturellement apparaître des parois qui ont elles aussi un coût énergétique (proportionnel à la surface). De la compétition entre gain en volume et coût en surface, des défauts, il résultera une taille caractéristique qui sera la taille typique d'un domaine pour le corps considéré ...

Fermeture des domaines dans du fer très pur

Dans un barreau très pur et sans défaut, la fermeture idéale des domaines peut être observée.



Figure 34 - Domaine de fermeture à l'extrémité d'un whisker de fer monocristallin. La surface est un plan (100); l'axe du whisker est [001] (photographie de R.V. COLEMAN, C.G. SCOTT et A. SIN).