

qui une interaction effectuée résultant de l'interaction d'échange et de Coulomb est é-

La modélisation que dans non est fondamentale la tendance He ne font pas de mouvement respectif.

2. ordre magnétique et modèle d'Heisenberg

L'interaction d'échange a été obtenue dans le cas d'orbites et par rapport à la moment magnétique sont des interactions aux spins électroniques.

Pour un ensemble de moments pi en interaction, le Hamiltionien devient

$$H_{\text{Heisenberg}} = - \sum_{i \neq j} J_{ij} \vec{\mu}_i \cdot \vec{\mu}_j \quad (62)$$

où le coefficient J_{ij} a été redéfinie pour inclure les facteurs de polarisabilité entre moments magnétiques et moments magnétiques (voir (33))

- A température nulle, lorsque $T=0$ (0 K), le système ne varie pas d'état d'énergie pourvu que tous les moments soient alignés. \Rightarrow ferromagnétisme T=0

- lorsque $T > 0$ cette règle va disparaître, les moments tendent à s'orienter antiparallèlement. $\uparrow \downarrow \uparrow \downarrow$

Ce caractère d'antiferromagnétisme

Wéchant magnétostatique c'est pour une distribution de densité

1. Déf du l'aimantation

On se place à une échelle macroscopique
lors un volume ΔV de matière magnétique
le moment magnétique net n'est autre que la
somme des moments magnétiques individuels
contenus dans ΔV . On prendra ΔV suffisamment
grand / aux dimensions choisis par défaut une
charge électrique appliquée au centre de la

$$\bar{m}(\vec{r}) = \frac{\Delta M(\vec{r})}{\Delta V} \quad \text{avec } [M] = [m^2] \quad (63)$$

qui dépend de la position.

2. Eq de Maxwell

en dehors de sources de courant, le champ magnétique
n'est pas négligeable par la relation

$$\operatorname{div} \vec{H} = 0 \quad \text{et} \quad \operatorname{rot} \vec{H} = \vec{0} \quad (64)$$

où \vec{H} est \vec{H} non réduite par la relation

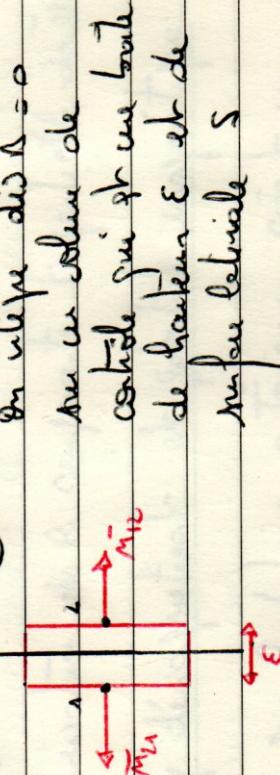
$$\vec{H} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{H}_0) \quad (65)$$

qui est toujours vraie.

3. Relâches de courant dans une 2e séquence magnétiques

On se place à l'instar de 2 séquences magnétiques.
On suppose l'absence de courant.

①



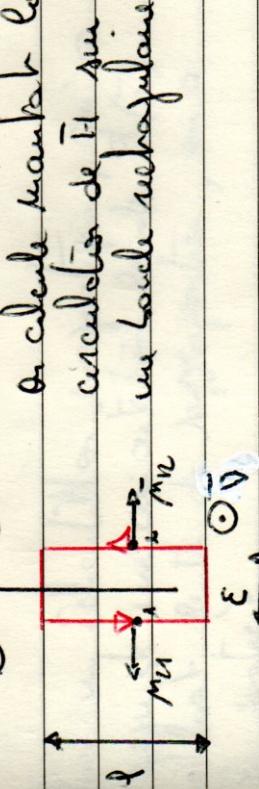
②

On utilise des \bar{H} = 0
dans un solide de
cône qui présente lors
de l'antennae E et de
son jeu béninale S

$$\lim_{S \rightarrow 0} \int_{\text{carré}} d\vec{H} \cdot d\vec{S} = (\bar{B}_2 \cdot \bar{A}_{12} + \bar{B}_{12} \cdot \bar{A}_{21}) S = 0 \quad (66)$$

on en déduit que $\bar{B}_x \cdot \bar{A}_{21} = \bar{B}_2 \cdot \bar{A}_{21}$
on a conservation de la consigne normale de \bar{H}

②



$$\lim_{S \rightarrow 0} \int_{\text{carré}} d\vec{H} \cdot d\vec{S} = \lim_{S \rightarrow 0} \int_{\text{carré}} \bar{H} \cdot d\vec{S} = 0$$

on a donc établi la
conservation de \bar{H} aux
extrémités de l'antenne

$$(\bar{H}_2 \cdot (\vec{m}_{12}) + \bar{H}_1 \cdot (\vec{m}_{21})) I = 0$$

$$\text{On considère } \vec{J} = (\vec{H}_1 \wedge \vec{M}_1 + \vec{H}_2 \wedge \vec{M}_2) = 0$$

On considère, $\nabla \vec{J}$ dans le plan de l'écoulement

$$\vec{H}_1 \wedge \vec{M}_1 = \vec{H}_2 \wedge \vec{M}_2 \quad (67)$$

On a conservation de la conformatité topologique de \vec{H} .

4. champ démagétique et potentiel magnétique

On suppose que les domaines extérieurs sont un champ appliqué $\vec{H}(\vec{r})$ qui $\vec{A}_0(\vec{r}) = \mu_0 \vec{H}(\vec{r})$ varient par nature

donc $\vec{B}_0 = \mu_0 \vec{H} = 0$ en tout point en dehors des bobines.

On pose un échecillonnage magnétique, qui va au long d'une orientation locale $\vec{n}(\vec{r})$. On utilise le th de Neumann, on a donc la condition

$$\vec{H}(\vec{r}) = \vec{H}_0(\vec{r}) + \vec{H}_m(\vec{r}) \quad (68)$$

où \vec{H}_m est le champ magnétique créé par \vec{M} . Dans la situation orientée, le champ \vec{H}_m a également à s'adapter à l'orientation \vec{n} . On le note alors \vec{H}_{\parallel} champ démagétique.

$$\text{Comme } \vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}), \text{ on a } \operatorname{div} \vec{H} = -\operatorname{div} \vec{M}$$

Comme $\operatorname{div} \vec{H}_0 = 0$ alors, on obtient :

$$\operatorname{div} \vec{H}_m = -\operatorname{div} \vec{M} = \rho_m \quad (6)$$

où ρ_m est une densité de charge mag. positive dans le volume.

On cherche de comment faciliter, comme $\operatorname{div} \vec{H}_0 = -\operatorname{div} \vec{H} = 0$ alors

$$\operatorname{div} \vec{H}_m = 0 \quad (7)$$

Par analogie avec l'électricité, on définit $\rho_m = -\operatorname{div} \vec{M}$, champ mag de volume et densité de charge $\vec{M} = \vec{M}(\vec{r}, t)$ densité magnetique de champ ou \vec{M} et la moyenne volonté de l'échantillon.

On définit aussi un potentiel magnétique ϕ tel que

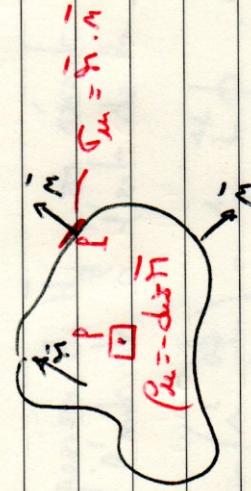
$$\vec{H}_m = -\nabla \phi \quad (8)$$

C'est un potentiel physique que peu de champs fictifs mais il n'est pas réel : le potentiel ϕ est solution de $\Delta \phi = -\rho_m$ à l'ordre 1 de charge à l'ordre 0.

Si ϕ est continu à l'intérieur de Ω et contient 2 zéros propres.

Si en dehors de Ω le potentiel ϕ est du chif \tilde{H}_m

On considère un échantillon ayant la condition $\tilde{H}(\tilde{a}) = 0$



on peut pour \tilde{Q} , intérieur ou extérieur, on a

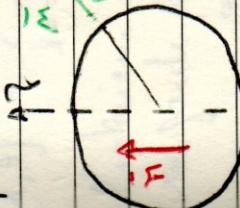
$$\phi(\tilde{a}) = \frac{1}{4\pi} \int_{\tilde{\Gamma}_m} d\tilde{p} \frac{G_m(\tilde{p})}{\tilde{p}\tilde{a}} + \frac{1}{4\pi} \iint d\tilde{p} d\tilde{q} \frac{G_m(\tilde{p})}{\tilde{p}\tilde{q}} \quad (12)$$

et pour le chif $\tilde{H}_m(\tilde{a})$

$$\tilde{H}_m(\tilde{a}) = \frac{1}{4\pi} \int_{\tilde{\Gamma}_m} d\tilde{p} \frac{G_m(\tilde{p})}{\tilde{p}\tilde{a}} + \frac{1}{4\pi} \iint d\tilde{p} d\tilde{q} \frac{G_m(\tilde{p})}{\tilde{p}\tilde{q}} \quad (13)$$

Notez que les amplitudes ne sont qu'approximées car elles sont imprécises.

Exercice : champ électrique uniformément distribué dans une sphère



$$\rho_{\text{int}} = -\nabla \cdot \vec{H} = 0$$

$$G_{\text{ext}} = \vec{H} \cdot \vec{A} = \vec{H} \cos \theta$$

Pour trouver l'expression de \vec{H} on connaît $\Delta \phi = 0$ en sphérique et on cherche l'ext de la sphère.

$$\Delta \phi = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) - \frac{1}{r^2} \vec{L} \cdot \vec{\phi} \quad \text{ou'}$$

$$\vec{L} \cdot \vec{\phi} = -\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) - \frac{1}{r^2} \sin^2 \theta \vec{v}_\theta$$

L'invariance par rotation autour de \vec{z} impose que ϕ ne dépend pas de θ .

on cherche une solution pour la variable de répartition des variables $\phi(r, \theta) = R(r) T(\theta)$

$$\Rightarrow \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dR}{dr} \right) - \delta(r+1) R = 0$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{L} \cdot \vec{T}_l(\theta, \phi) = \delta(r+1) T_l(\theta, \phi) \\ \text{ou } T_l(\theta) = P_l(\cos \theta) = Y_l^m(\theta, \phi) \end{array} \right.$$

$$\text{et } m=0$$

Donc la relation générale s'écrit

$$\phi(a, \theta) = \sum_{l=0}^{\infty} (\alpha_l e^l + \beta_l e^{-l}) f(\cos \theta)$$

A l'écriture de la phén, comme $\phi(0, \theta) \rightarrow 0$ diff,
on ne garde pas le terme en β_0

$$\phi(a, \theta) = \sum_{l=0}^{\infty} \alpha_l e^l f(\cos \theta)$$

A l'entierem, comme bien $\phi(a, \theta) = 0$, on ne
garde pas le terme en α_0

$$\phi_1(a, \theta) = \sum_{l=0}^{\infty} \beta_l e^{-l-1} f(\cos \theta)$$

Détermination de α_l et β_l

la constante de ϕ sur R vige, $\forall \theta$,

$$\stackrel{(1)}{\alpha} e^k = \stackrel{(2)}{\beta}_k R^{-k-1} \Rightarrow \stackrel{(1)}{\alpha}_k = \stackrel{(2)}{\beta}_k R^{2k+1}$$

On complète, on utilise la relation de continuité
de β_n , $\bar{\beta}_n \cdot \bar{m} = \beta_{n+m}$ en (h, θ)

(comme $\bar{\beta}_n = \phi((\bar{n}+h))$), on a

$$\bar{\beta}_n \cdot \bar{m} + \bar{\beta}_{n+m} = \bar{\beta}_{n+m+1} + 0$$

$$\Rightarrow -\frac{\partial \phi_1}{\partial n} + n \cos \theta = -\frac{\partial \phi_1}{\partial n}|_K$$

Neun aus sinPhi1re $\bar{V} = \left(\begin{matrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{matrix} \right), \left(\begin{matrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{matrix} \right)^t \right)$

Bei a:

$$-\sum_{k=0}^{\infty} \lambda_k R^{k-1} \hat{\rho}(k\pi) + n \cos \theta = -\sum_{k=0}^{2l+1} \lambda_k R^{k-1} (-1)^k \times \\ R^{l-k} \hat{\rho}(k\pi)$$

Bei der cosPhi1re $A_{l \neq 1} = 0$

$$\text{dR } A_1 = \frac{n}{3}$$

$$\text{Da die sphärische } \phi_1(1,0) = \frac{n}{3} \cos \theta = \frac{n}{3} \gamma$$

$$\Rightarrow H_m = H_d = -\bar{V} \hat{\rho}_1 = -\frac{n}{3} \bar{e}_y \text{ uniforme } (\text{74})$$

$$\text{A l'exponentielle } \hat{\phi}_2(1,0) = \frac{n}{3} \left(\frac{R}{n} \right)^3 \left(2 \cos \theta \bar{e}_x + \sin \theta \bar{e}_y \right)$$

$$\Rightarrow H_m = -\bar{V} \hat{\rho}_2 = \frac{n}{3} \left(\frac{R}{n} \right)^3 \left(2 \cos \theta \bar{e}_x + \sin \theta \bar{e}_y \right)$$

A l'extérieur, on peut écrire une expansion périodique

$$\bar{H}_m = \frac{3}{4\pi n^5} \left(\bar{H}_0 \bar{n} \right) \bar{n} - \bar{H}_0 \bar{n}^2 \text{ avec } \bar{H}_0 = \bar{n} \frac{4\pi R^3}{3}$$

(75)

6. Forme factorielle de l'éq de la magnétostatique en ϕ non cohérent.

Dans le cadre indutif, on utilise le élément finis.
L'équation locale à résoudre est celle où $\bar{A} = 0$
avec $\bar{B} = \mu_0(\bar{H} + \bar{n})$ et $\bar{H} = -\nabla \phi$.

On projette l'éq locale sur la fonction $w \in H_1$.

$$\int w \bar{d}i \bar{B} \bar{d}w = 0 \quad \text{on dis} (\bar{w} \bar{B}) = \bar{v} w \bar{B} + w \bar{v} \bar{B}$$

$$\Rightarrow \int_D -\bar{v} w \cdot \bar{A} + \int_D w \bar{A} \bar{B} \bar{d}s = 0$$

$$\int_D \bar{v} w \cdot \bar{A} \bar{B} \bar{d}s = 0 \quad \text{à cause de } \bar{B} = \mu_0 \bar{H}$$

Ainsi de ce résultat
on a un équation aux éléments finis qui est continue aux éléments finis. Dans le cas où $\bar{H}(x)$ n'est pas

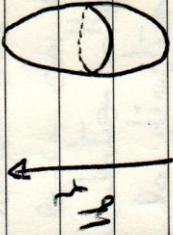
$$\int_D \bar{v} w \cdot \bar{A} \bar{B} \bar{d}s = \int_D \bar{v} w \cdot \bar{A} \bar{n} \text{ area } \phi(x) = 0 \quad (16)$$

On discrétise ensuite et donc on a un élément finis
pas cohérent, ϕ est approximée par son élément fini.

$\nabla \cdot \phi = b$ où ϕ : il le restera
inférieur ou égal au voisinage

IX Considérations du champ diamagnétique

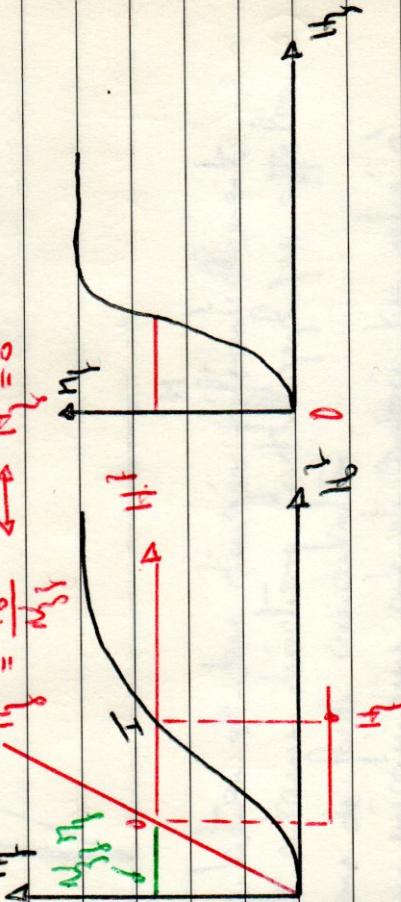
lors un échantillon ellipsoïdal, il est possible de couper l'effet du champ diamagnétique sur les mesures, en prenant approximation.


 Don un magnétomètre pour exécution,
 on mesure H_1 en par le
 champ appliqué H_0 .

$$\text{le champ intérieur est } \bar{H} = H_0 + H_1 = \bar{H}_0 - \bar{H}_1$$

Si $H_1 = H_0 - N_1 H_1$. On suppose ici que l'échantillon
est diamagnétique au départ.

$$N_1 / N_0 = \frac{H_0}{H_1} \leftrightarrow H_1 = 0$$

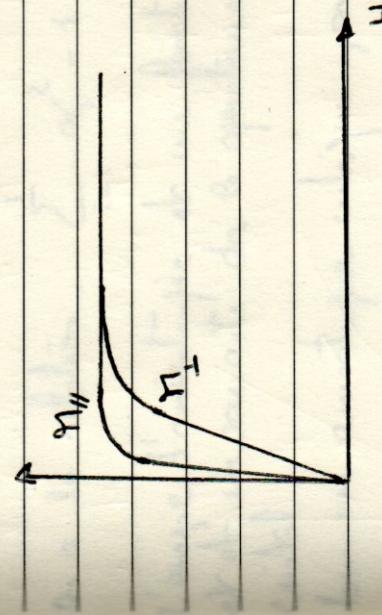


L'axe oblique devant l'origine $H_1 = 0$ pour une valeur de H_0 donnée. L'ensemble H_0 et H_1 reste constante d'aujourd'hui alors que l'axe H_1 donne la valeur de H_1 .
 On démontre finalement le constat d'ancienneté en par de H_1

X. Magnétocristallinité

1. Expérience

On complète expérimentalement qu'un monocristal de ferne magnétique peut avoir des courbes d'aimantation très différentes selon l'orientation du champ appliquée par rapport aux axes du cristal.
Sur ce cas du cobalt de structure hexagonale, l'aimantation atteint plus rapidement la saturation dans la direction favorisée à l'axe transverse que dans une direction perpendiculaire.



L'aimantation est donc dirigée préférentiellement suivant certains directions cristallines qui sont appeleres directions de facile aimantation. Ces dernières peuvent naturellement être favorisées, lorsqu'elles sont orientées dans certaines directions privilégiées qui sont les moments auxquels la force de la Terre exerce une force de rappel. Il en résulte alors l'influence du champ terrestre.

1. Expression phénoménologique de l'anisotropie

On écrit l'énergie d'anisotropie de manière phénoménologique.

Soit \bar{u} le vecteur directionnel fait par le regard négatifif. Dans un cristal cubique, on définit les axes directions

$$\alpha_i = \bar{u} \cdot u_i \quad \text{où } u_i \text{ vecteur unitaire}\newline \text{versant les axes du cristal}$$

$$\text{On a la relation : } \sum_{i=1}^3 \alpha_i^2 = 1$$

L'énergie d'anisotropie est une fonction pair de α_i et est invariante dans les opérations de symétrie du cristal.

Sur une anisotropie cubique, on a

$$E_A = k_A (\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2) + k_B \alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2 + C \quad (17)$$

Sur un cristal hexagonal, en 1^{re} approximation, l'énergie d'anisotropie ne dépend que de α_3

$$E_A = k_A \alpha_3^2 + k_B \alpha_3^4 + C \quad (18)$$

longue ℓ_{α} et facile devant ℓ_{β} , on obtient
une division de la partie aérienne quand $\ell_{\alpha} < \zeta_0$
et un plan de feuil aériation à ζ^* quand $\ell_{\alpha} > \zeta_0$

$$E_{\alpha} = \ell_{\alpha} \cos^2 \theta / u$$

Donc la vitesse, en utilisant $K = -\ell_{\alpha}$ alors

$$E_{\alpha} = -K \cos^2 \theta = K \sin^2 \theta + c_0 \quad (73)$$