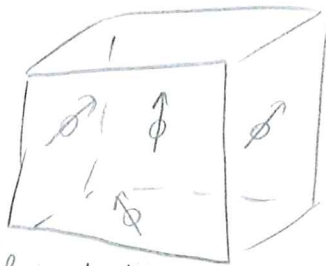


Ferromagnétisme :

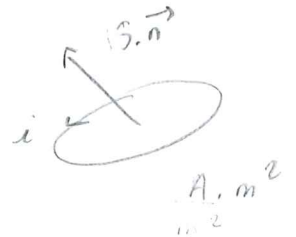
D'après [Electromig - Physique / Conversion de Puissance - Cycle d'Hystérésis - milieu ferromagnétique]

Matériau ferromagnétique $\equiv$ même propriétés magnétiques que le Fer



Volume élémentaire dV (étude mésoscopique $\equiv$ échelle locale)
autour d'un point d'étude quel M
moment dipolaire magnétique

Rappel $M_{\text{atome}} = i S_{\text{atome}} \vec{n}$



car $dV \rightarrow 0$ (infinitement petit)

$$\oint \vec{M}_{\text{atome}} dV = \sum \vec{M}_{\text{atome}} dV$$

$$\oint \vec{M}_{\text{atome}}(M) = \vec{M}(M) dV \quad \text{point } M \text{ quelconque}$$

$\nearrow$ Vecteur aimantation

$$\vec{M}(M) = \frac{\oint \vec{M}_{\text{atome}} dV}{dV} \quad m^3$$

REPRÉSENTATION
GRAPHIQUE OBTENUE

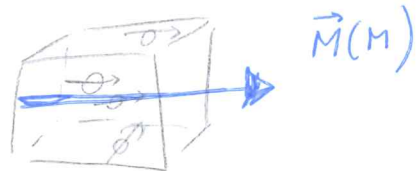
Directement

$$\vec{M}(M) dV = \sum \vec{M}_{\text{atome}} \text{ contenus dans } dV$$

$\vec{M}(M)$ est nul lorsque : $\sum \vec{M}_{\text{atome}} = \vec{0}$

$\vec{M}(M)$ est non nul si : $\sum \vec{M}_{\text{atome}} \neq 0$

Densité volumique totale de courant dans un conducteur :



$$\vec{j} = \vec{j}_{\text{libre}} + \vec{j}_{\text{lié}} \quad \text{lié aux atomes}$$

$$= \sigma \vec{E} + \nabla \wedge \vec{M}$$

$\Rightarrow$ l'équation de Maxwell Ampère dans un matériau ferromagnétique

$$\nabla \wedge \vec{B} = \mu_0 \vec{j} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \mu_0 \vec{j} = \mu_0 (\vec{j}_{\text{libre}} + \vec{j}_{\text{lié}}) = \mu_0 (\vec{j}_{\text{libre}} + \nabla \wedge \vec{M})$$

ARQS ∇ C'EST SURTOUT PARCE QU'IL N'Y A PAS D'ONDE CRÉÉ DANS UN CONDUCTEUR!!!

$$\Rightarrow \frac{\vec{\nabla} \wedge \vec{B}}{\mu_0} - \vec{\nabla}(\vec{M}) = \vec{j}_{\text{libre}} + \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

$$\Rightarrow \vec{\nabla} \wedge \left(\frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M} \right) \approx \vec{j}_{\text{libre}}$$

VECTEUR D'EXCITATION MAGNÉTIQUE $\vec{H}$

$$\Rightarrow \vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \vec{j}_{\text{libre}} \quad \left(\text{cette équation est très pratique car elle ne fait intervenir que } \vec{j}_{\text{libre}} \text{ qui peut être mesuré} \right)$$

Dans l'ARQS mais surtout dans un conducteur.

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \vec{j}_{\text{libre}} \quad \Rightarrow \quad \vec{H} \text{ est née par les courants libres}$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{B} = \mu_0 \vec{j}_{\text{TOTAL}} \quad \Rightarrow \quad \vec{B} \text{ est née par les courants libres et les courants liés}$$

" électrons liés aux atomes !!!

Le théorème d'ampère ($\equiv$ l'intégration sur la surface du conducteur de l'équation de Maxwell Ampère sans le terme d'induction)

$$\iint \vec{\nabla} \wedge \vec{B} \cdot d\vec{S} = \iint \mu_0 \vec{j}_{\text{TOTAL}} \cdot d\vec{S}$$

Surface du conducteur

$$\Rightarrow \oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 I_{\text{fil enlacé}}$$

Contour du conducteur

Application du théorème de Stokes

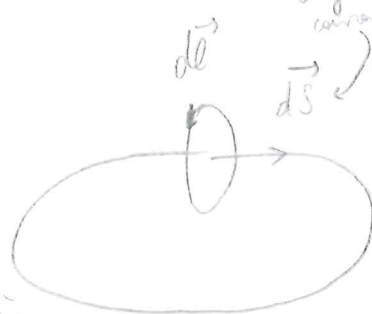
$I_{\text{libre}} + I_{\text{lié}}$

doit être lié à $\vec{j}$ sinon le courant est nul

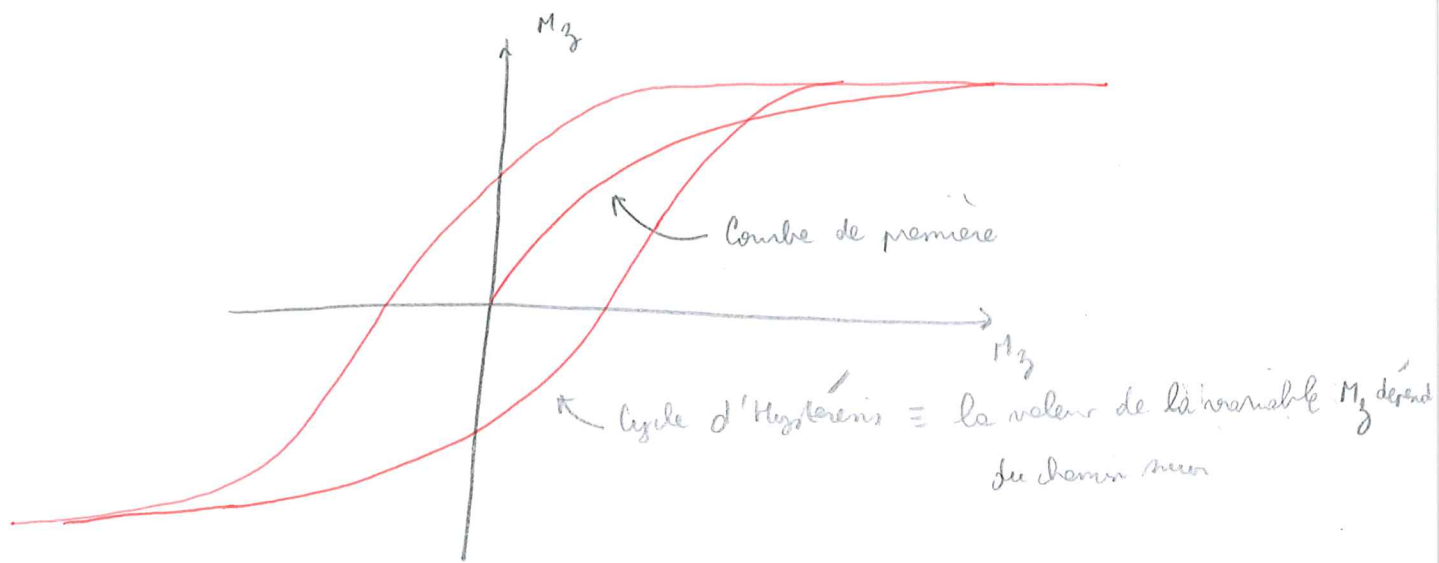
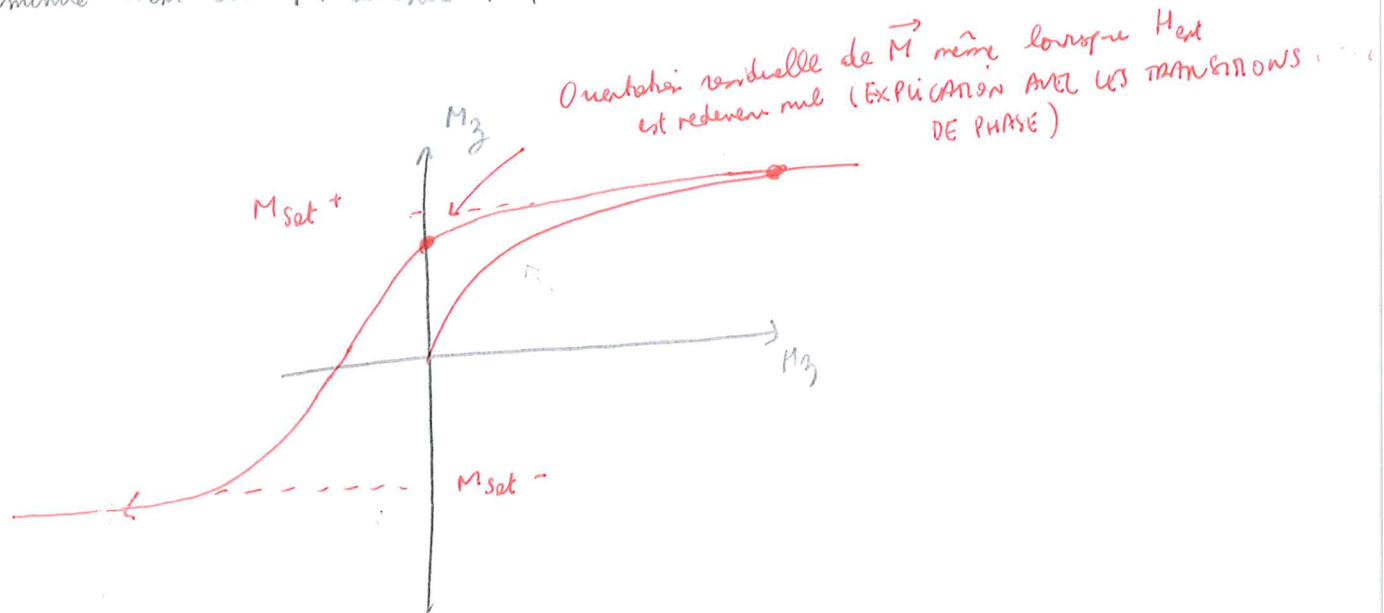
Dans le cas d'un matériau ferromagnétique :

$$\iint \vec{\nabla} \wedge \vec{H} \cdot d\vec{S} = \iint \mu_0 \vec{j}_{\text{libre}} \cdot d\vec{S}$$

$$\Rightarrow \oint \vec{H} \cdot d\vec{l} = \mu_0 I_{\text{libre enlacé}} \quad \left(\text{Théorème d'Ampère pour le matériau ferromagnétique} \right)$$

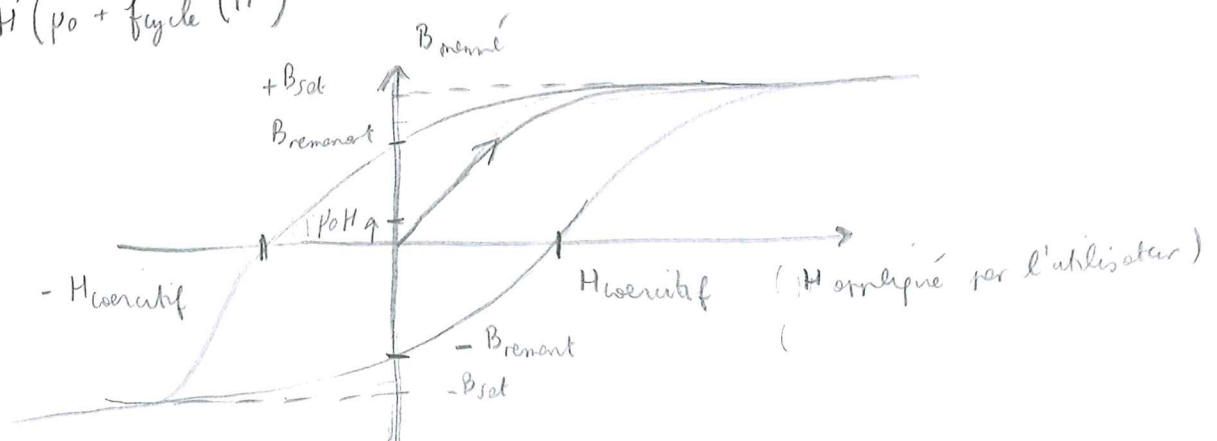


Si on diminue $\vec{H}_{ext}$ alors $\vec{M}$ diminue progressivement mais pas de façon réversible



De plus, $\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \vec{M}$, on en déduit la courbe de $\vec{B}$ en fonction de $\vec{H}$:

$$\vec{B} = \vec{H} (\mu_0 + f_{cycle}(\vec{H}))$$



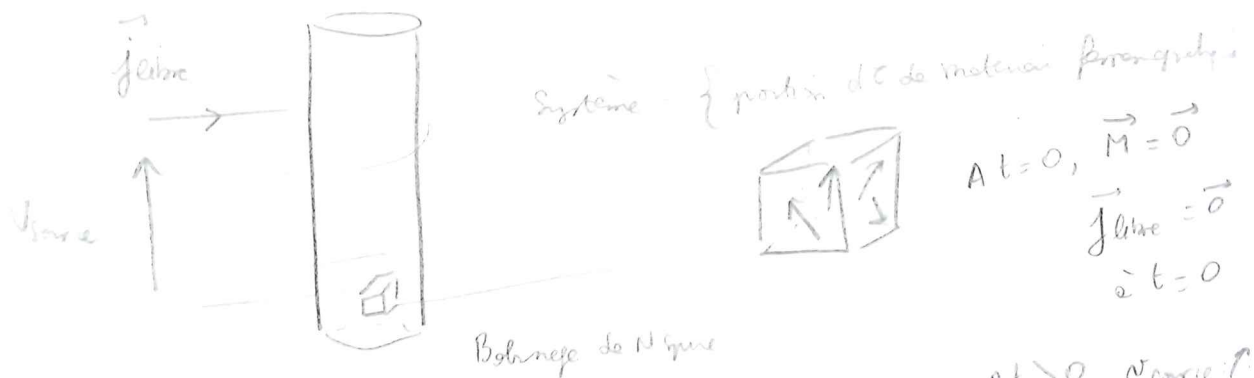
$$\vec{H} \xrightarrow{\quad} \vec{B} (= \mu_0 \vec{H} + \vec{M})$$

$\vec{M}$

Détermination de $\vec{M}$ par le cycle d'Hystérésis

$$\begin{cases} \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \\ \vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \vec{j}_{\text{ext}} = \vec{j}_c \\ \vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M} \end{cases}$$

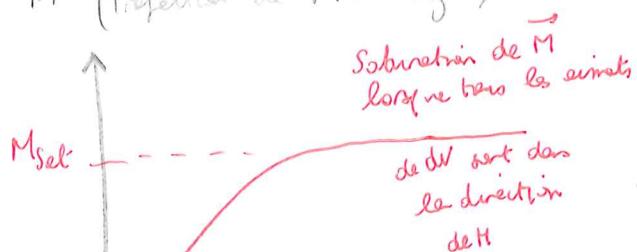
Expérience



$$\begin{aligned} \text{At} = 0, \quad \vec{M} &= \vec{0} \\ \vec{j}_{\text{ext}} &= \vec{0} \\ \vec{e} &= 0 \end{aligned}$$

$$\text{At} > 0 \quad \vec{M} \text{ s'écrit : } \vec{j}_c \Rightarrow \vec{H}$$

$\vec{M}$ (projection de $\vec{M}$ sur $\vec{e}_z$)



Saturation de $\vec{M}$ lorsque tous les spins de $\vec{M}$ sont dans la direction de $\vec{H}$



$\vec{H}_{\text{ext}}$
 $\vec{M}$ s'écrit près à $\vec{H}_{\text{ext}}$ appliqué

H (projection de $\vec{H}$ sur $\vec{e}_z$)
APPLIQUÉ PAR
UN CHAMP

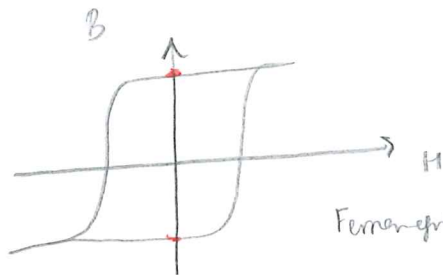
$$B_{\text{remant}} = \vec{B} |_{(\vec{H}=\vec{0})}$$

$$\vec{H}=\vec{0} \Rightarrow \vec{j}_c=\vec{0}$$

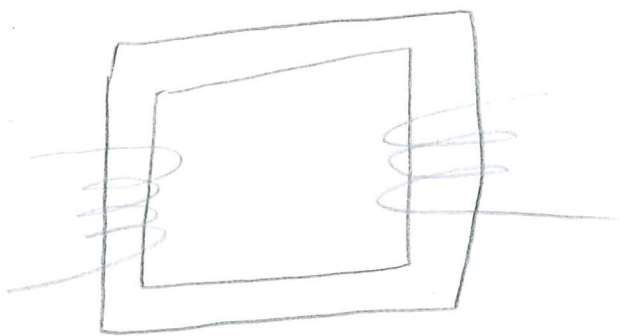


une fois créé ce champ magnétique B_{remant} reste dans le matériau même pas I

$\Rightarrow$ fabrication des aimants permanents avec des matériaux ayant un champ B_{remant} élevé



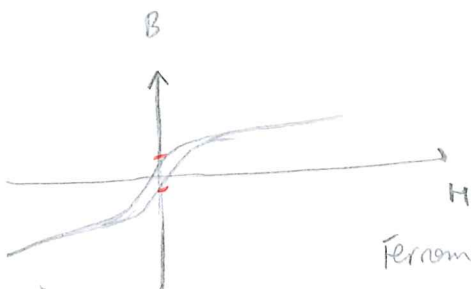
Ferromagnétique dur $\equiv$ cycle d'hystérésis large



Mais dans les transformateurs,

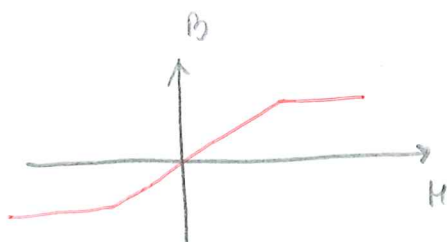
on veut que le maximum de champ $\vec{B}$ soit transmis

$\Rightarrow$ sélection de matériaux avec un champ B_{remant} faible (qui annule les lignes du champ de B)



Ferromagnétique mou $\equiv$ cycle d'hystérésis étroit

Modélisation par une droite pour les ferromagnétiques mous



$$B = \mu H$$

$\nwarrow$ perméabilité magnétique

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M})$$

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \chi_m \vec{H})$$

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

avec μ_r constante pour les ferromagnétiques doux
En dessous des valeurs de saturation

⚠️ En petite cette formule n'est valable qu'en dessous des valeurs de saturation

Exemple de l'air qui n'est pas ferromagnétique

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

$\vec{M} = \vec{0}$ dans l'air (l'air ne s'aimante pas)

$$\Rightarrow B = \mu_0 H$$

Résumé :

$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \vec{M}$ dans le cas général (pour un ferromagnétique dans un particulier)

$\vec{B} = \mu_0 \mu_r \vec{H}$ dans le cas d'un ferromagnétique doux

$\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$ pour l'air et le vide

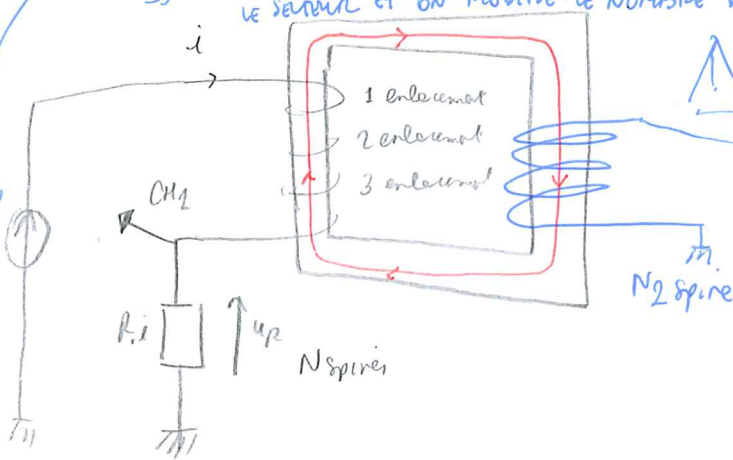
Détermination de μ_0 :

$$[\mu_0] = \frac{[B]}{[H]}$$

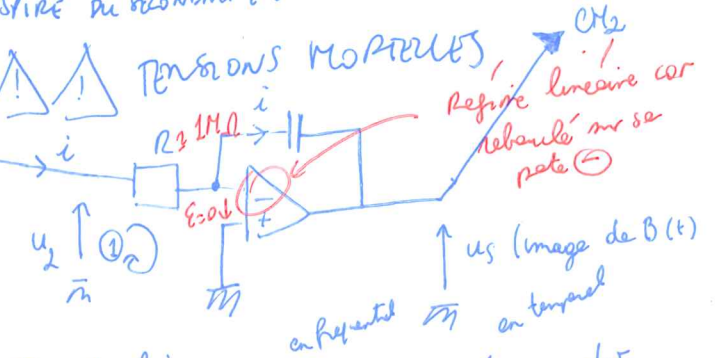
Mesure expérimentale du cycle d'hystérésis :

PAS DE GBF NE FOURNIT PAS UNE TENSION ASSEZ HAUTE POUR SATURER LE MILIEU FERROMAGNETIQUE

⇒ utiliser un ROTOTRANSFORMATEUR : ON LE BRANCHE SUR LE SECTEUR ET ON MODIFIE LE NOMBRE DE SPIRE DU SECONDAIRE EN TOURNANT UNE MANIVELLE



TENSIONS MOTEUR



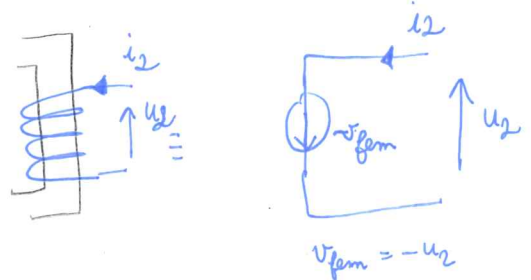
$$u_2 = R_2 i$$

$$i = Z_c \cdot (-v_s) = -\frac{1}{j\omega} v_s = -C \frac{dv_s}{dt}$$

$$\Rightarrow u_2 = -RC \frac{dv_s}{dt} \Rightarrow \frac{dv_s}{dt} = -\frac{u_2}{RC} \Rightarrow v_s = \int_0^t -\frac{u_2}{RC} dt = \int_0^t -\frac{N_2 S}{RC} \frac{dB}{dt} dt$$

Memoriser $\vec{B}$ par directement sur le rototransformateur → TENSIONS MOTEUR

⇒ Créer un Bobinage SECONDAIRE



D'après la loi de Maxwell - Faraday :

$$e = -\frac{d\Phi_{abinge}}{dt} = -N_2 \frac{d\Phi_{1spire}}{dt}$$

$$= -N_2 \frac{d}{dt} \left(\int_{1spire} \vec{B} \cdot d\vec{S} \right)$$

$$= -N_2 BS$$

$$\Rightarrow u_2 = N_2 S \frac{dB}{dt} \Rightarrow \frac{dB}{dt} = \frac{u_2}{N_2 S}$$

$$Hl = N_1 i - N_2 i_2$$

ne permet pas de calculer sauf si $N_2 i_2$ est négligeable

⇒ Prendre $i_2 \rightarrow 0 \Rightarrow R$ très très grand ($R \approx 1M\Omega$)

⇒ Se mettre en mode XY sur l'oscillo pour visualiser le cycle d'hystérésis



DANS LE CAS GÉNÉRAL, ON NE CONNAÎT PAS LA FORME DE u_1 OU u_2 (PAS FORCÉMENT SINUSOÏDALE !!!)

⇒ ON NE PEUT PAS LES OBTENIR THÉORIQUEMENT

⇒ ON DOIT LES INTÉGRER PRATIQUEMENT PAR UN MONITEUR

Bolomé, à rayon de fer :

ANALOGIE ELECTRIQUE - MAGNETOSTATIQUE :

2 grandeurs couplées : u et i

- loi des Mailles

$\sum u = 0$ dans une maille

$$\left. \begin{array}{l} \vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \rho \\ E = -\vec{\nabla}(V) \end{array} \right\} \Rightarrow \oint \vec{E} \cdot d\vec{\ell} = -\int dV = 0$$

- Lois des nœuds

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{j} = 0$$



- Relations u et i

$$u = Ri \quad (\text{loi d'Ohm})$$



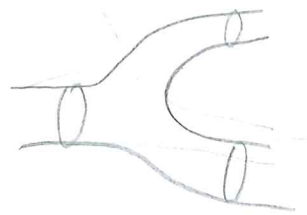
2 grandeurs couplées : B , H

- Par $\vec{H}$: théorie d'Ampère

$$\oint \vec{H} \cdot d\vec{\ell} = I_{\text{encadré}} \\ \vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \vec{j}_{\text{enc}} \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$$

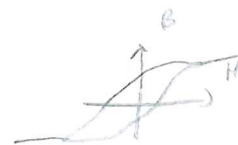
- Par $\vec{B}$: Flux magnétique conservé

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \\ \Rightarrow \oint \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0$$



- Relation B/H

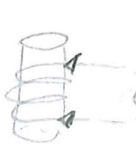
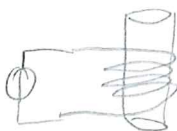
Cycle d'Hystérésis



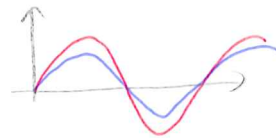
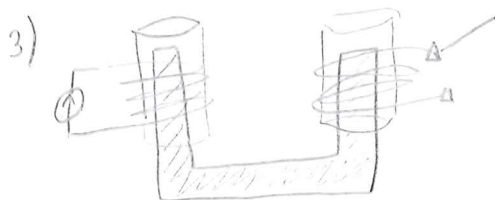
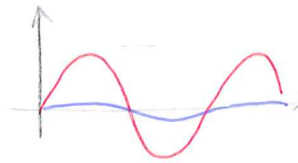
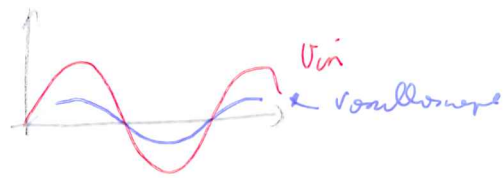
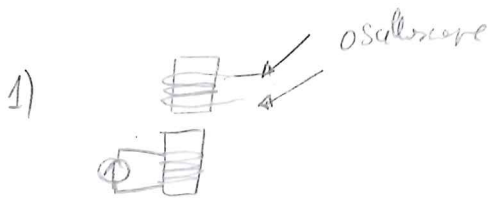
qui devient $B = \mu H$
pour les matériaux
ferromagnétiques
doux

IDÉE SOUS-JACENTE : CALCUL DE LA CAUSE,
CALCUL DE LA CONSÉQUENCE
COUPLAGE CAUSE - CONSÉQUENCE

Guidage des lignes de champ par le ferromagnétique. $\rightarrow$ EX PERIMENTELLE

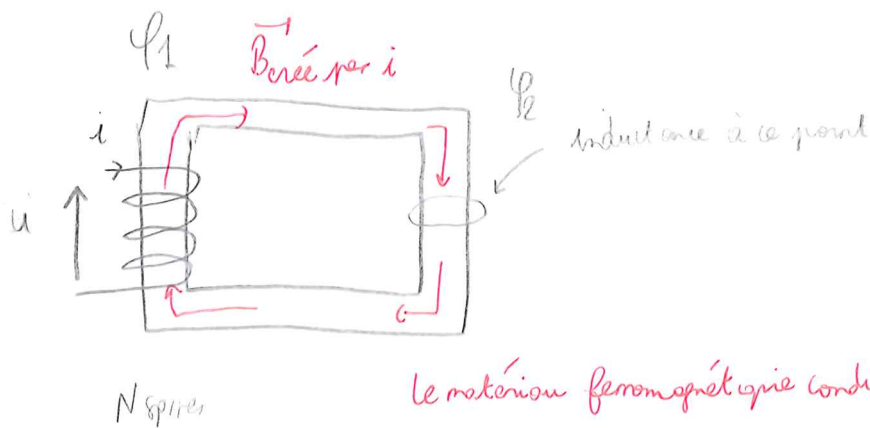


osuliste par remuer le phénomène d'induction



↑
Matériau ferromagnétique doux

⇒ L'EXPÉRIENCE MONTRÉ QUE LE MATÉRIAU FERROMAGNÉTIQUE CONDUIT LES LIGNES DE CHAMP



Le matériau ferromagnétique conduit les lignes de champ

1) $\vec{B}$ est homogène dans le ferromagnétique

Conservation du flux de $\vec{B}$: $\Phi = \iint \vec{B} \cdot d\vec{S}$

$$S_1 : \dots \Phi_1 = \iint \vec{B}_1 \cdot d\vec{S}_1 = B_1 S_1$$

(B_1 supposé uniforme sur la section)

$$\Phi_2 = \iint \vec{B}_2 \cdot d\vec{S}_2 = B_2 S_2$$

(B_2 supposé uniforme sur la section)

Comme $S_1 = S_2 = S \Rightarrow \Phi_1 = B_1 S$

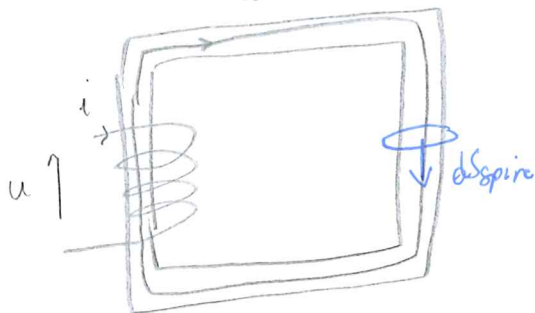
$$\Phi_2 = B_2 S$$

Si le milieu ferromagnétique n'a pas de perte :

$$\varphi_1 = \varphi_2 \Rightarrow B_1 = B_2$$

Dans les milieux ferromagnétiques donc : $\vec{B} = \mu \vec{H} \Rightarrow \|\vec{H}\|$ homogène $\Rightarrow \|\vec{j}_{\text{libre}}\|$ homogène

2) Détermination de $\frac{H}{dl}$



Théorème d'Ampère sur une ligne de champ de $\vec{H}$

$$\oint \vec{H} \cdot d\vec{l} = I_{\text{libre enlacé}}$$

sur une ligne de champ du ferromagnétique

Norme homogène
en tout point
du matériau

$$\Rightarrow H \oint d\vec{l} = I_{\text{libre enlacé}}$$

$$\Rightarrow H \cdot l = N \times i_{\text{libre enlacé}} \text{ née par une spire (car } N \text{ fois moins de champ née et rep tes de flux capté)}$$

$\Rightarrow$ il ne faut pas raisonner
capture des flux
mais génération des champs !!

$$\Rightarrow H = \frac{N \times i_{\text{libre enlacé d'une spire}}}{l}$$

3) Détermination de L

$$L = \frac{\Phi_{\text{propre}}}{i} = \frac{N \times \Phi_{1 \text{ spire}}}{i}$$

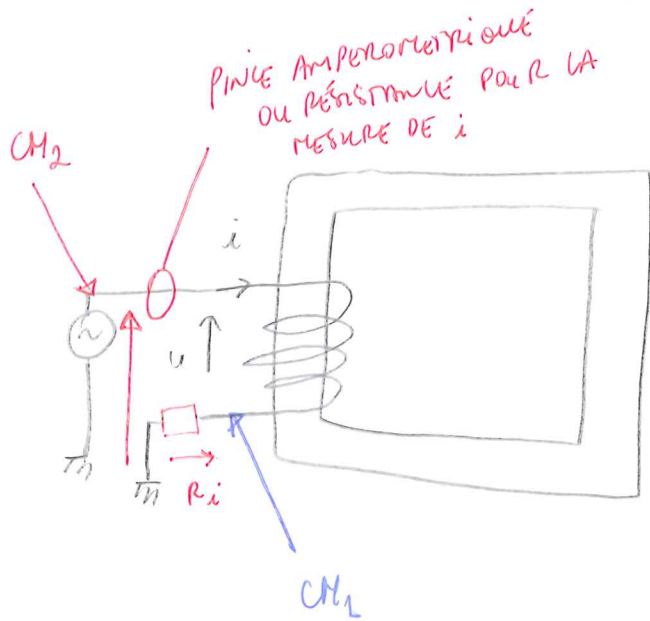
$$\text{avec } \Phi_{1 \text{ spire}} = \iint \vec{B} \cdot d\vec{S} = B \cdot S = \mu H S$$

$$\Rightarrow B = \frac{\mu N i}{l}$$

$$\Rightarrow \frac{N \times \frac{\mu N \times S}{l}}{i} = N^2 \mu \frac{S}{l} = N^2 \mu_0 \mu_r \frac{S}{l}$$

plus μ_r est élevé, plus L augmente
(ou alors plus on augmente l'insertion
du ferromagnétique dans L et plus L augmente)

Validation expérimentale d'une bobine à noyau de fer :



i mesuré sur CH_2
 mais

$$u = CH_1 - CH_2$$

ou mode différentiel

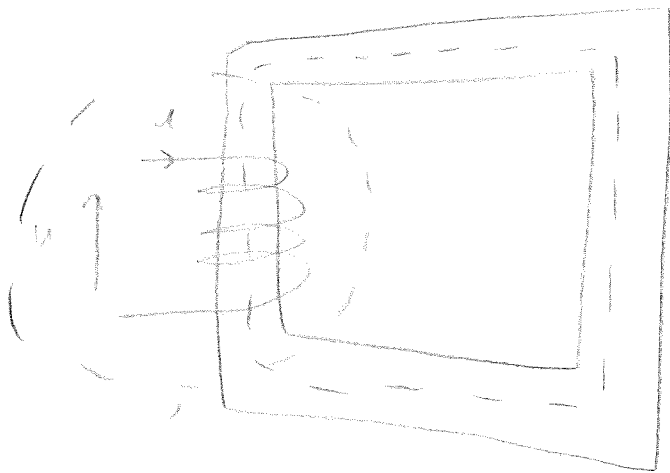
$$R_i \ll u \Rightarrow CH_1 - CH_2 \approx CH_1$$

↓
 mesurable
 = u

lorsque u dépasse la saturation du matériau ferromagnétique (cycle d'hystérésis)

$\Rightarrow i$ n'est plus mesurable

Batons à noyau de fer et angle d'hysteresis



$N \cdot i$

Theoreme d'Ampere avec les courants liés

$$\oint \vec{H} \cdot d\vec{l} = I_{\text{courants liés}}$$

type de courant de $\vec{B}$

$$\rightarrow \dots \rightarrow H \cdot l = \frac{H \cdot l}{N}$$

Silence technique particulier de la bobine avec la partie de la bobine variable :

$$v_{\text{fer}} = N \cdot \frac{d\Phi}{dt} = - \frac{d\Phi}{dt} \quad \text{et} \quad \frac{d\Phi_{\text{sp}}}{dt}$$

D'après la loi de Maxwell Faraday

$$\text{et } \oint \vec{B} \cdot d\vec{l} \text{ section d'écoulement} = \iint \vec{B} \cdot d\vec{S} = B \cdot S$$

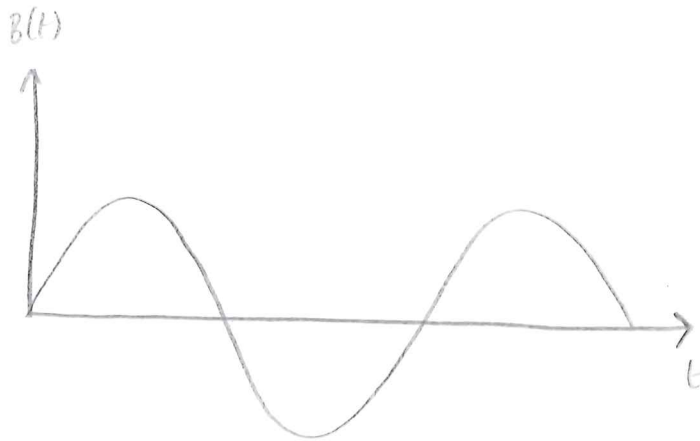
B est uniforme et la section pour un même $\vec{B}$ est la même

$$\rightarrow v_{\text{fer}} = N S \frac{dB}{dt} \Rightarrow \frac{dB}{dt} = \frac{1}{N S} v_{\text{fer}}$$

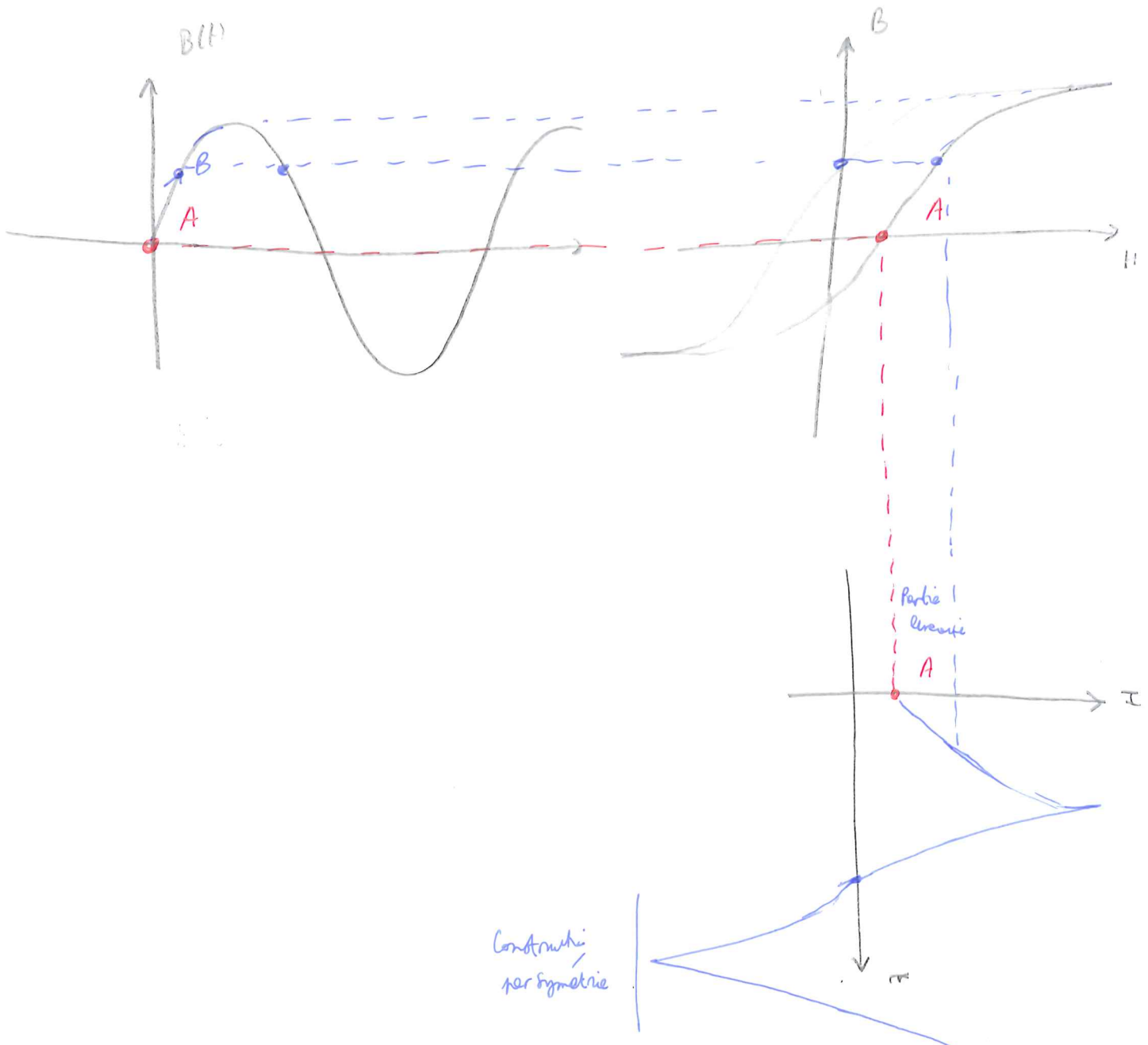
v_{fer} est mesuré par l'abaissement, il s'agit d'une courbe sinusoïdale

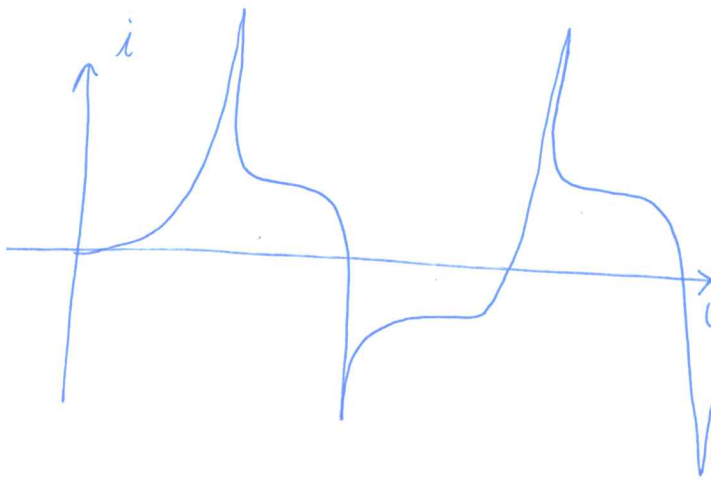
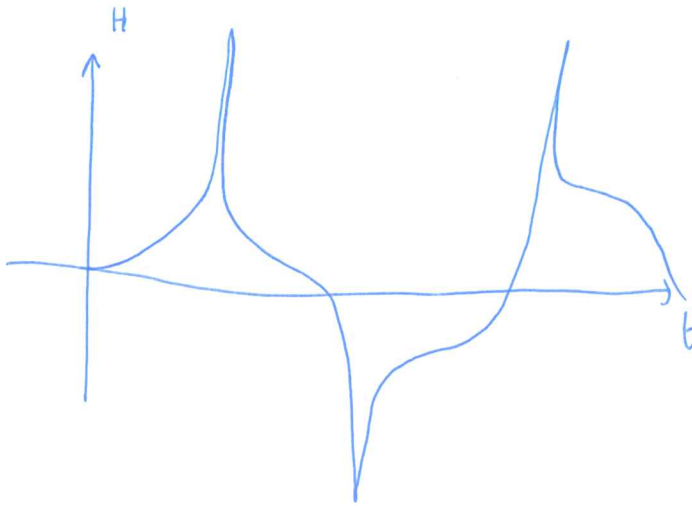
$$v_{\text{fer}} = v_0 \sin(\omega t)$$

$$\Rightarrow B(t) = \frac{V_0}{NS} \sin(\omega t)$$



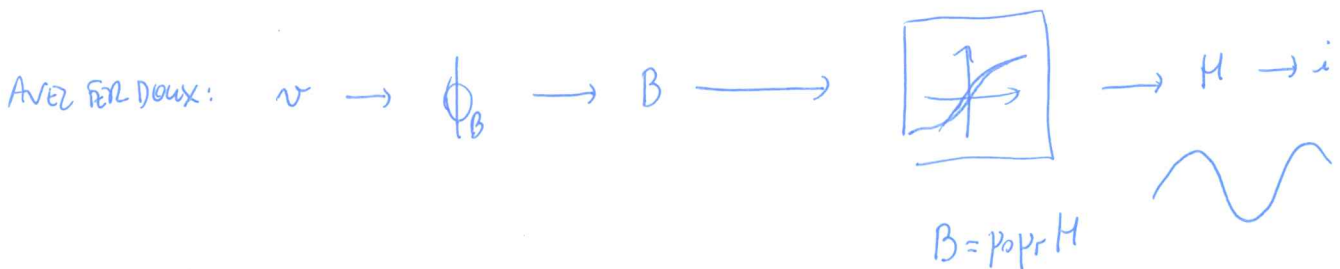
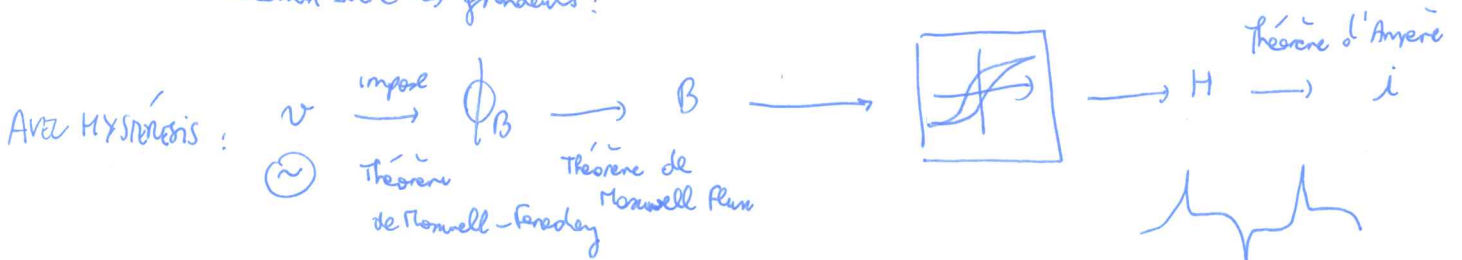
Pour trouver i , il faut relier B ($\equiv$ libre + lié) à H ($\equiv$ libre) :





D'après le théorème d'Ampère :
 $HL = Ni$
 i a la même forme que H

Relation entre les grandeurs :



!!! idée non - soignée :

v crée B (qui crée ϕ_m) , une partie de B sert à l'aimantation ,
 une autre partie de B sert à l'induction ($\equiv$ réduction de laire) $\Rightarrow$ génère $H \Rightarrow$ génère i

Calcul de l'énergie magnétique stockée dans la bobine avec entrefer long

$$\oint \vec{H} \cdot d\vec{\ell} = I_{\text{bobine totale}} \Rightarrow H\ell = N I$$

$$B = \mu H = \mu \frac{N I}{\ell}$$

$$L = \frac{\Phi_{\text{total}}}{I} = \mu \frac{N^2 S}{\ell}$$

$$E_{\text{magnétique}} = \iiint \frac{1}{2\mu} B^2 dV$$

Volume ferromagnétique

→ Théorème de Poynting

↘ autre méthode

$$E_{\text{magnétique}} = \iiint \frac{1}{2\mu_0\mu_r} B^2 dV$$

$$= \iiint \frac{\mu^2 N^2 I^2}{\ell^2 2\mu} dV$$

$$= \iiint \left(\frac{\mu N^2 I^2}{\ell^2} \right) dV$$

$$= \frac{\mu N^2 I^2}{\ell^2} \left(\iiint dV \right) = V_{\text{total}} = \ell S$$

$$\Rightarrow E_{\text{magnétique}} = \frac{1}{2} \left(\frac{\mu N^2 S}{\ell} \right) I^2 = \frac{1}{2} L I^2$$

$$E_{\text{magnétique}} = \iiint \left(dE_{\text{magnétique}} \right) dV$$

$$E_{\text{magnétique}} \Big|_{\text{ferro dans}} = \mu_r E_{\text{magnétique}} \text{ air ou vide}$$

$\frac{B^2}{2\mu}$: densité volumique
d'énergie électromagnétique
dans un matériau
ferromagnétique.
donc

Pertes d'énergie liées au cycle d'hystérésis

Énergie totale $\frac{1}{2} \frac{B^2}{\mu} \rightarrow$ plus grand avec le cycle d'hystérésis

ferromagnétique doux

électromagnétique

total

TCR = $\frac{1}{\mu_0 \mu_r}$

$$= \frac{1}{2} \left(\frac{B}{\mu_0} \right)^2 \mu^2$$

$$= \int_0^B H \cdot dB$$

L'énergie perdue par l'alternation est l'énergie perdue durant un cycle d'hystérésis et dissipée sous forme de chaleur.

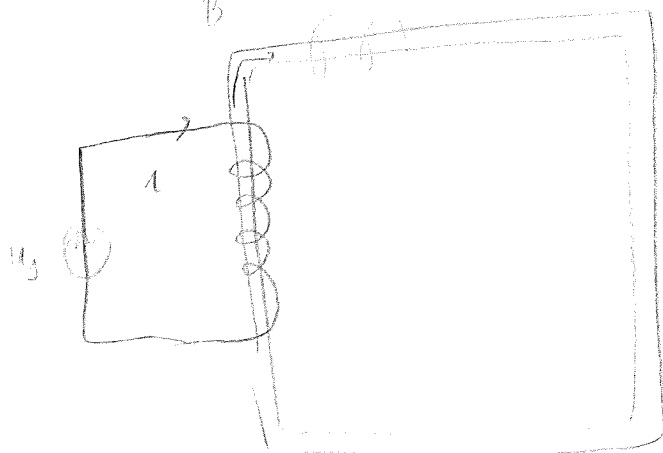
$$\oint H \cdot dB$$

cycle d'hystérésis

$\Rightarrow$ C'EST POURQUOI ON DOIT DES TRANSFORMATEURS

L'énergie dissipée sous forme de courants de Foucault le champ $\vec{B}$ crée de fem dans les matériaux conducteurs dans le matériau ferromagnétique (dont les courants de rotation induits sont appelés courants de Foucault).

$\vec{B}$ courant



$$\Phi = B \cdot S = B \cdot l_{\text{cœur}} \cdot \mu_{\text{cœur}}$$

$$\Rightarrow U_{\text{Foucault}} = - \frac{\partial \Phi}{\partial t} = - \frac{\partial B_{\text{eff}} \cdot l \cdot \mu}{\partial t} = - \mu l \frac{\partial B_{\text{eff}}}{\partial t}$$

$E_{\text{Foucault}} = U_{\text{Foucault}} \cdot I$

$$\Rightarrow E_{\text{fem}} = - e \frac{\partial B_{\text{ind}}}{\partial t}$$

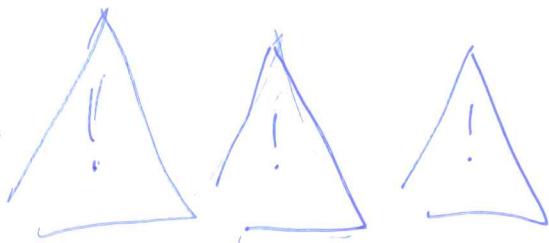
$$J_{\text{foucault}} = \sigma_{\text{ferromagnétique}} \cdot E_{\text{fem}}$$

$$\Rightarrow P_{\text{foucault}} = |J_{\text{foucault}} \cdot E_{\text{fem}}| = \sigma \left(e \frac{\partial B_{\text{ind}}}{\partial t} \right)^2$$

Si B_{ind} est sinusoidal :

$$\left| \frac{\partial B_{\text{ind}}}{\partial t} \right| = \omega B_{\text{ind}} \text{ (amplitude)}$$

$$\begin{aligned} \Rightarrow P_{\text{foucault}} &\propto \sigma e^2 \omega^2 B_{\text{ind}}^2 \\ &\propto \frac{e^2 \omega^2 B_{\text{ind}}^2}{\rho} \end{aligned}$$



$\vec{B}$ peut ne pas se conserver

↓
perte d'aimantation

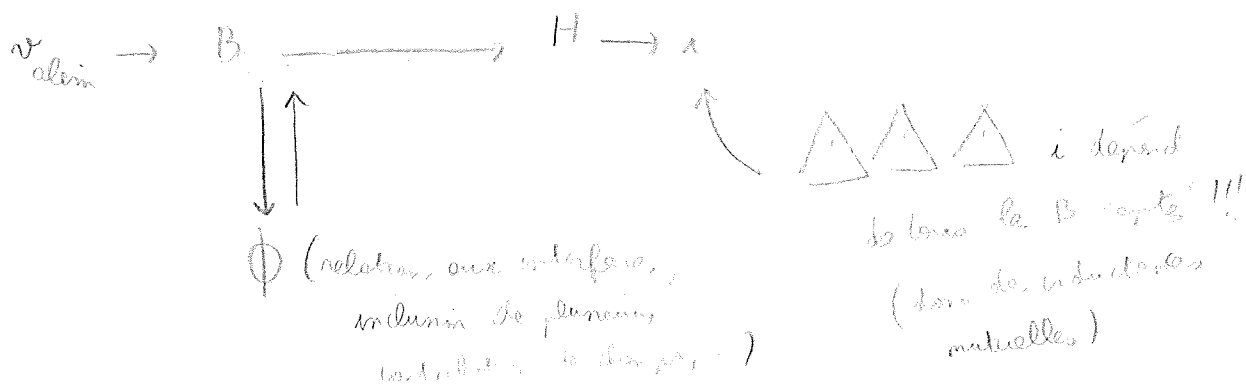
↓
perte de courant de Foucault

MAIS LE FLUX SE CONSERVE TOUJOURS

(Equation de MAXWELL flux :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \Rightarrow \underbrace{\iint \vec{\nabla} \cdot \vec{B}}_{\substack{\uparrow \\ \iint \vec{B} \cdot d\vec{S}}} = \underbrace{\iint 0 \, dV}_{\substack{\uparrow \\ \oint \text{ toujours constant}}}$$

Phénomène pour la construction des causes $\rightarrow$ représentations physiques

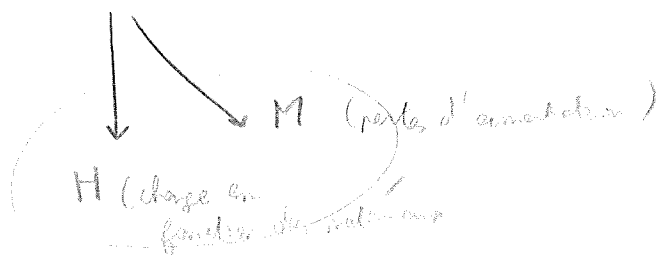


Pour la MODÉLISATION DES INTERACTIONS

Φ TOUJOURS CONSERVATIVE

$$\downarrow \quad \Phi = \iint \vec{B} \cdot d\vec{S}$$

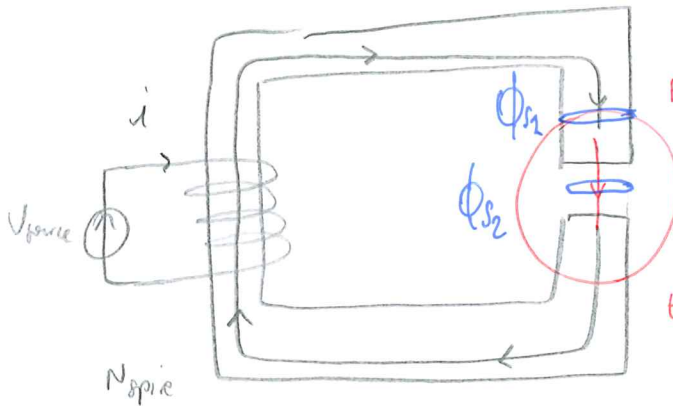
$\vec{B}$ change si S change



Electromagnétisme : partir d'air sur le matériau ferromagnétique

Beaucoup ont un ou plusieurs entre fer

le matériau ferromagnétique est un fer doux



PROPRIÉTÉ FONDAMENTALE: LES LIGNES DE CHAMP
SORTENT ORTHOGONALEMENT

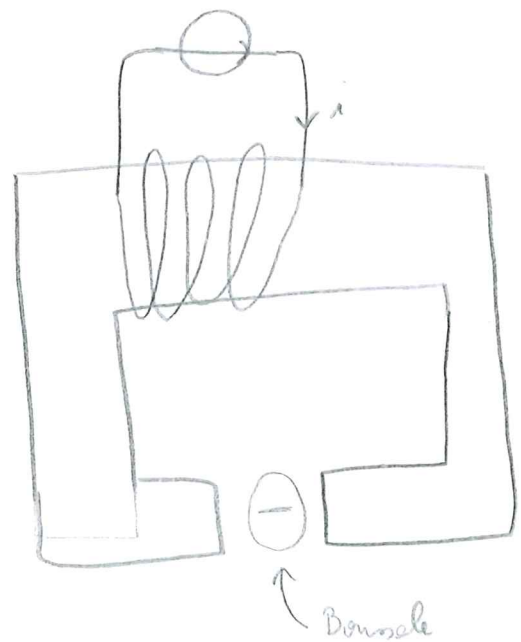
($\Rightarrow$) DANS LA CONTINUITÉ
DU MATÉRIAU FERROMAGNÉTIQUE
DE L'INTERFACCE ENTRE

UN NOYAU FERROMAGNÉTIQUE

ET UN ENTREFER

DÉMONSTRATION PAR LES LOIS DE AMPÈRE

Vérification expérimentale de cette propriété



D'après l'équation de Maxwell - Flux :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$$

$$\Rightarrow \iiint \vec{\nabla} \cdot \vec{B} \, dV = \iiint 0 \, dV$$

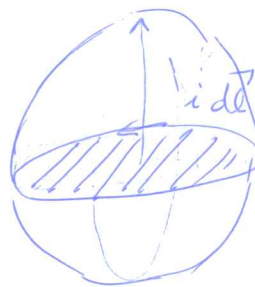
$$\iint \vec{B} \cdot d\vec{S}$$

Surface délimitée
par la circulation de i



Φ magnétique

constant $\equiv$ flux conservé



Φ se conserve (TOUJOURS !!!)

B peut ne pas se conserver $\rightarrow$ pertes d'aimantation
 $\rightarrow$ pertes de courant de Foucault

$$\Phi_{S_1} = \Phi_{S_2}$$

" "

$$\iint_{\text{fer}} \vec{B} \cdot d\vec{S}_1 = \iint_{\text{air}} \vec{B} \cdot d\vec{S}_2$$

"

($\vec{B}$ homogène dans chaque surface)

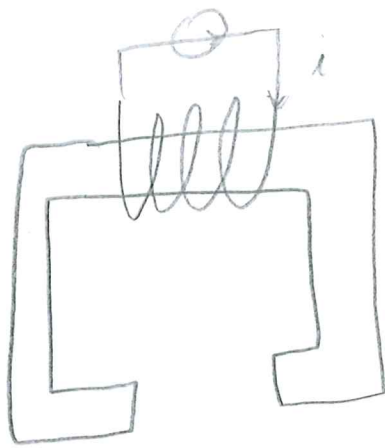
$$B_{\text{fer}} \iint d\vec{S}_1 = B_{\text{air}} \iint d\vec{S}_2$$

$$B_{\text{fer}} S_1 = B_{\text{air}} S_2$$

Si $S_1 = S_2 = S$ alors :

$$B_{\text{fer}} = B_{\text{air}} !!!$$

$\vec{B}$ ne change par car milieu $\vec{J}_{\text{aim}} + \vec{J}_{\text{lié}}$
c'est $\vec{H}$ qui ne change dans l'air et dans le fer !!!



Théorème d'Ampère sur une ligne de champ de $\vec{H}$:

$$\oint \vec{H} \cdot d\vec{l} = I_{\text{ligne, entourée}} = Ni$$

↳ Nombre de spires

⚠ ⚠ ⚠ $\vec{M}_{\text{fer}} \neq \vec{M}_{\text{air}}$ ^{Répartition} $\Rightarrow \vec{H}_{\text{fer}} \neq \vec{H}_{\text{air}}$, il faut donc séparer les intégrales

$$\int_{\text{fer}} \vec{H}_{\text{fer}} \cdot d\vec{l} + \int_{\text{entrefer}} \vec{H}_{\text{air}} \cdot d\vec{l} = Ni$$

$$H_{\text{fer}} \int_{\text{fer}} dl + H_{\text{air}} \int_{\text{entrefer}} dl = Ni$$

$$\Rightarrow H_{\text{fer}} l_{\text{fer}} + H_{\text{air}} e = Ni$$

De plus, $B_{\text{fer}} = \mu_0 \mu_r H_{\text{fer}}$ (ferromagnétique dense)

$$B_{\text{air}} = \mu_0 H_{\text{air}} \quad (\text{car } \vec{M} = \vec{0} \Rightarrow \vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}) = \mu_0 \vec{H})$$

↳ dans l'air

POUR LA RESOLUTION
DES BILANS D'ENERGIE

PERMET LE
COUPAGE LE
PLUS GENERAL
ENTRE TOUTS
LES CHAMPS
EXTERNES

Φ toujours
conservé
(LOI DE
MAXWELL Flux)

B change si S change

$H + M$

Énergie perdue
par aimantation

Comme S est constant: $B_{\text{fer}} = B_{\text{air}} = B$

$$\Rightarrow \frac{B}{\mu_r \mu_0} l_{\text{fer}} + \frac{B}{\mu_0} e = Ni$$

$$\Rightarrow B = \frac{Ni}{\frac{l_{\text{fer}}}{\mu_r} + \frac{e}{\mu_0}}$$

Comme $\mu_r \sim 10^5 \gg \mu_0$ et si e épaisseur de l'entrefer et n pas trop négligeable devant l_{fer}

$$B \approx \frac{N i \mu_0}{e} \quad \text{et} \quad B = B_{\text{fer}} = B_{\text{entrefer}} \Rightarrow B = \mu_0 H_e = \mu_0 \mu_r H_{\text{fer}}$$

$$\Rightarrow H_f = \frac{H_e}{\mu_r} \rightarrow 0$$

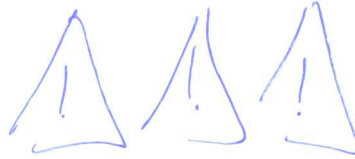
Densité volumique d'énergie électromagnétique :

$$e_{\text{magnétique}} = \frac{B^2}{2\mu_0 \mu_r} \quad \text{dans le fer}$$

$$e_{\text{magnétique}} = \frac{B^2}{2\mu_0} \quad \text{dans l'air}$$

$$\Rightarrow e_{m|_{\text{norm}}} = \frac{B^2}{2\mu_0} \left(1 + \frac{1}{\mu_r}\right)$$

donc H est essentiellement présent dans l'entrefer, ce qui explique la répartition de l'énergie magnétique principalement dans l'entrefer



N'AJA PAS DÉFINIS CAR UNE DENSITÉ VOLUMIQUE N'EST VARIABLE QUE DANS LE MÊME MATÉRIEL



PASSER AUX POISSONS MACROSCOPIQUES

$$E_M = \iiint_{V_{\text{fer}}} \frac{B^2}{2\mu_0 \mu_r} dV + \iiint_{V_{\text{entrefer}}} \frac{B^2}{2\mu_0} dV$$

$$= \frac{B^2}{2\mu_0 \mu_r} S l_{\text{fer}} + \frac{B^2}{2\mu_0} S e$$

Energie électromagnétique stockée dans l'entrefer

Energie électromagnétique dans l'entrefer

$$\Rightarrow \frac{B^2}{2\mu_0} S e \quad \left(\text{Energie stockée dans l'entrefer et non dans le fer !!!} \right)$$

En prenant les mêmes conditions simplificatrices que précédemment

