

J.COURTIN

PSI — LYCÉE V.HUGO

Milieux Ferro Magnétiques

Objectifs :

- Magnétisme et aimantation
- Milieux ferromagnétiques
- Applications

Révision 1ère année :

- Induction I : Topographie du champ magnétique
- Induction II : Moment magnétique \vec{M}
 - Définition - NRJ potentielle - Couple
 - Magnéton de Bohr

I - L'aimant et son champ magnétique

1 - Origine du magnétisme dans la matière

A la base de tout champ magnétique il y a un courant. Or dans la matière ce courant se fait par ce que l'on peut assimiler à des boucles microscopiques de courant à la manière d'un e^- qui tournerait en rond dans un plan autour du centre de son atome : on parle de **dipôle élémentaire**.

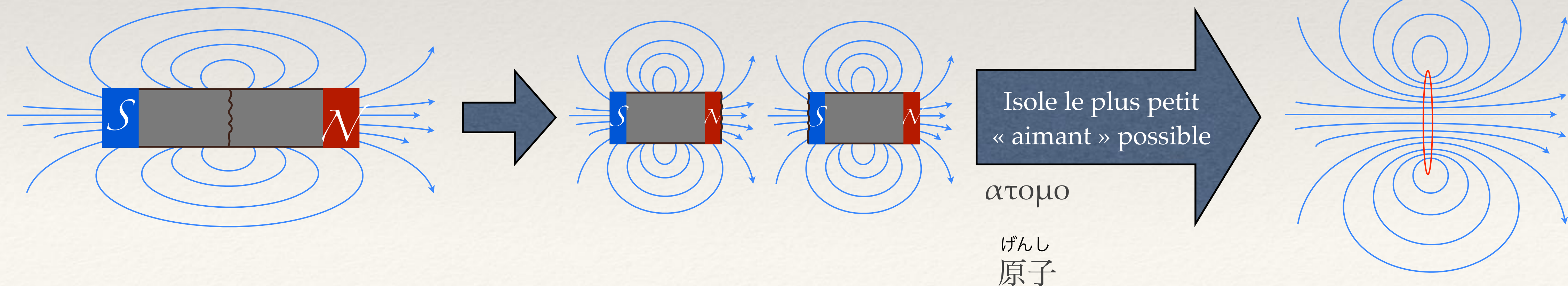
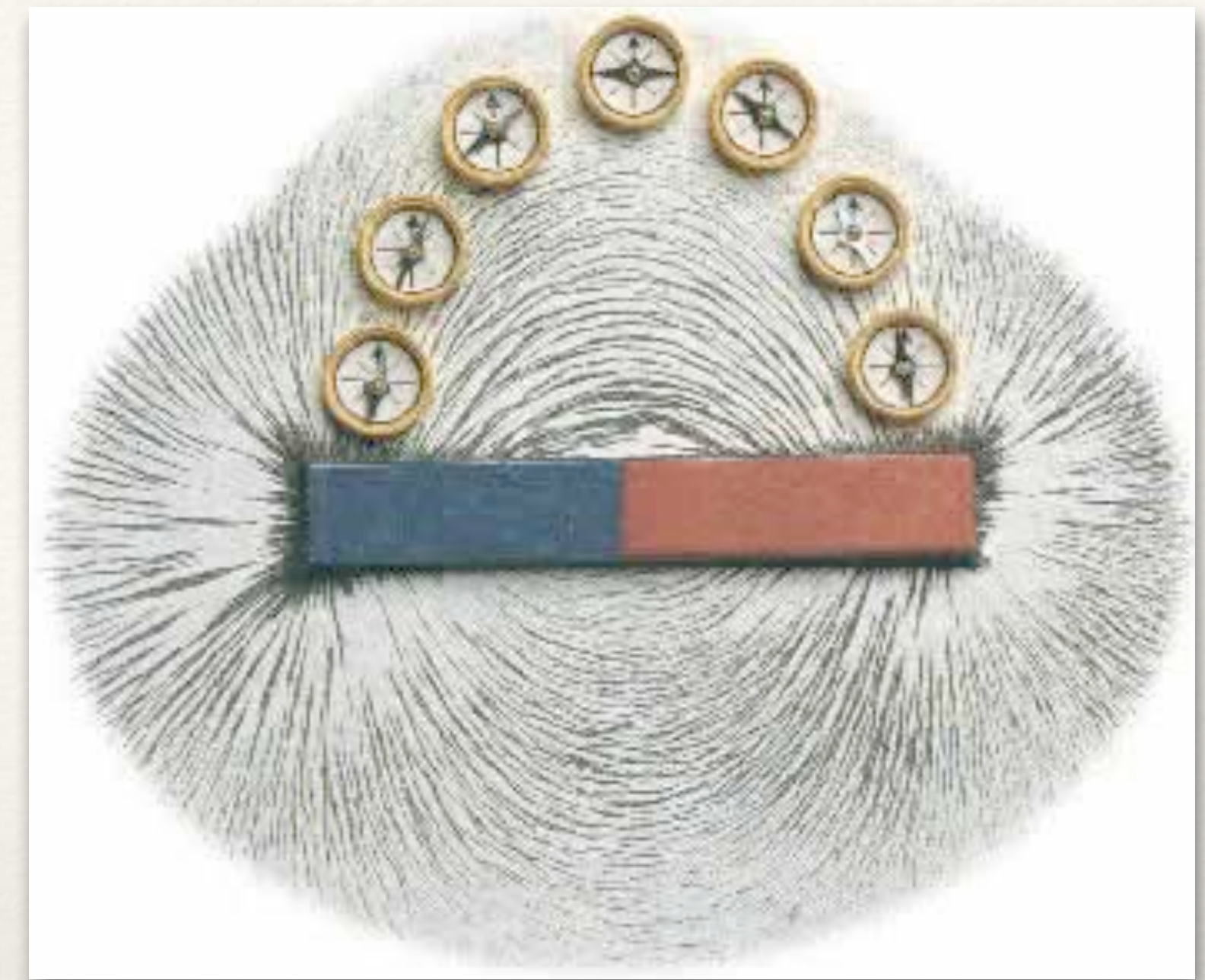
Il y a là encore un lien évident avec la **non existence de monopôle magnétique**, car on ne peut pas séparer le nord et le sud d'un dipôle élémentaire, du moins sans détruire le champ \vec{B} .

Nous avons quantifié l'intensité d'un aimant par son moment magnétique : $\vec{M} = I\vec{S}$
Où I est le courant parcourant une spire de vecteur surface \vec{S} . C'est une **grandeur extensive** qui permet de cumuler les effets de tous les dipôles élémentaires d'un aimant atome par atome et même jusqu'à la Terre tout entière.

ODG: $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_{e^-}} = 9.3 \cdot 10^{-24} \text{ Am}^2$
Atome H

$M_{\text{aimant}} \sim 10 \text{ Am}^2$

$M_{\text{Terre}} \sim 10^{23} \text{ Am}^2$



2 - Champ magnétique du dipôle élémentaire

On imagine que la boucle élémentaire est si petite (de rayon a) quelle devient un point pour l'observateur.

On donne ainsi son expression [admise] en coordonnées sphériques pour un moment magnétique \vec{M}

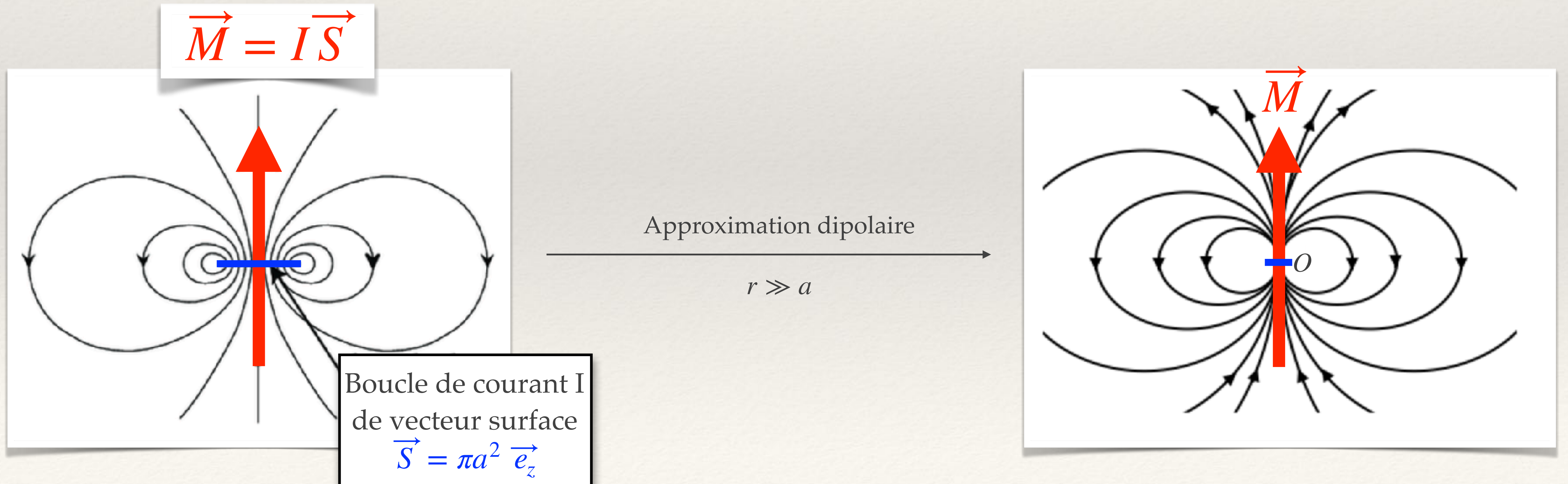
Le dipôle est situé à l'origine du système de coordonnées (r, θ, φ) .

$$\vec{B}(r, \theta, \varphi) = \frac{\mu_0}{4\pi} \begin{pmatrix} \frac{2M \cos(\theta)}{r^3} \\ \frac{M \sin(\theta)}{r^3} \\ 0 \end{pmatrix}$$

Moment magnétique et champ dipolaire

On observe que la carte de champ magnétique possède la symétrie de révolution, les symétries du champ \vec{B} se déduisent de celles de la boucle de courant de centre O . Le plan de la boucle est plan d'anti-symétrie de \vec{B} et tout plan contenant l'axe z est plan de symétrie de \vec{B} .

On montre que dans l'approximation dipolaire, la carte du champ \vec{B} est en tout point semblable à celle du champ \vec{E} pour le dipôle électrostatique. En particulier on note que $B \propto 1/r^3$ (typique d'un dipôle) et que $B \propto M \propto I$.



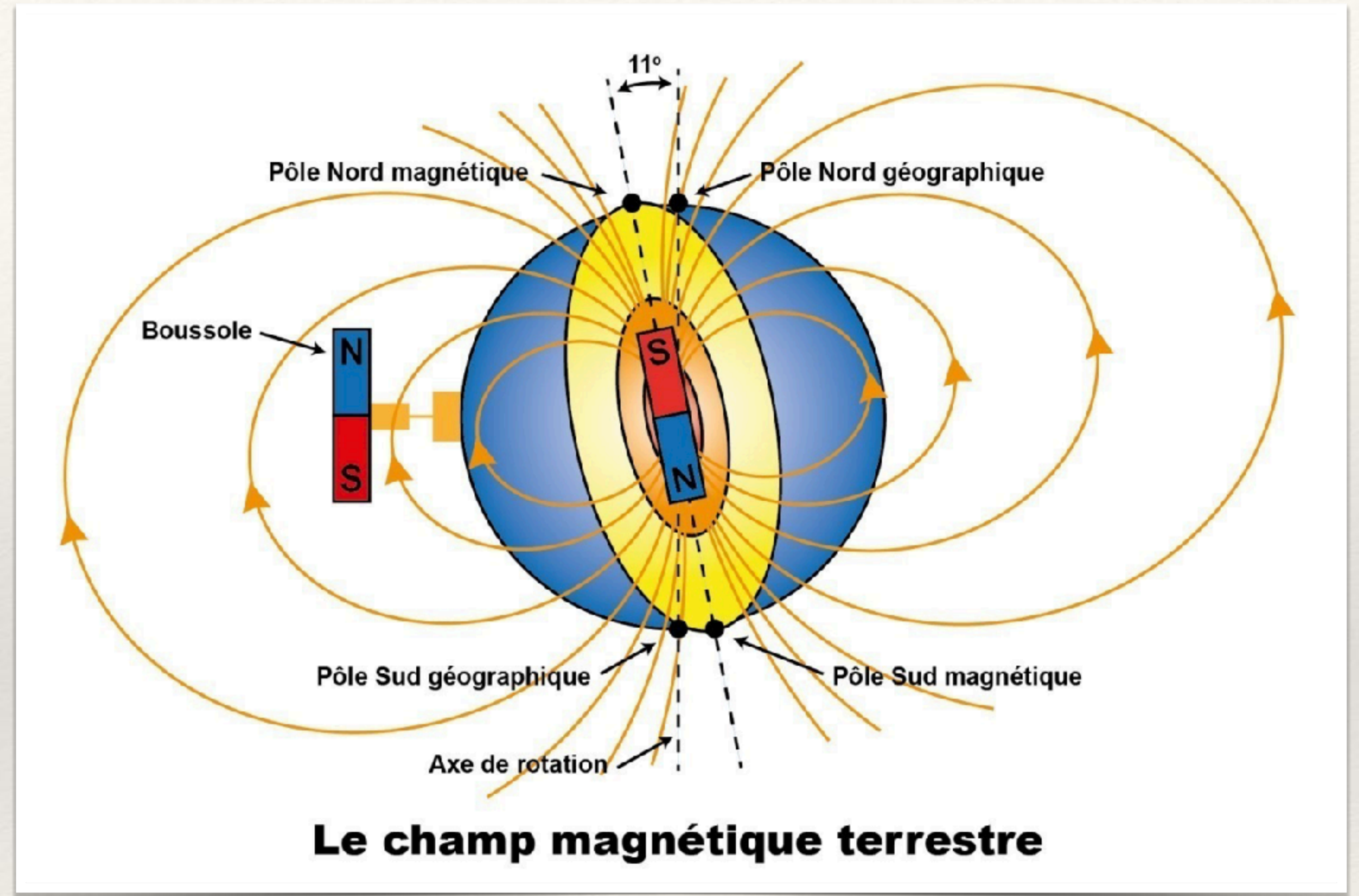
Champ magnétique terrestre :

En tout point du globe il existe une composante horizontale, verticale et une norme pour le champ magnétique, qui sort puis rentre à travers la surface terrestre sous un angle qui dépend du lieu.

Norme :

$$\|\vec{B}\| = \sqrt{B_r^2 + B_\theta^2 + 0}$$

$$\|\vec{B}\| = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{M_{Terre}}{R_T^3} \sqrt{4\cos^2(\theta) + \sin^2(\theta)}$$



L'étude et la cartographie du champ magnétique terrestre a permis de le modéliser comme un dipôle et en particulier d'en déduire son moment magnétique total. L'origine exacte du magnétisme terrestre n'est toujours pas connue. Par ailleurs il évolue dans le temps et se renverse parfois sur des échelles de temps de la dizaine de milliers d'années.

Écriture vectorielle intrinsèque : [HP]

On peut proposer une écriture du champ magnétique qui ne s'appuie sur aucun système de coordonnées → « intrinsèque »

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{1}{\|\vec{OM}\|^3} \left[\frac{3(\vec{M} \cdot \vec{OM}) \vec{OM}}{\|\vec{OM}\|^2} - \vec{M} \right]$$

Écriture intrinsèque

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{1}{r^3} \left[3(\vec{M} \cdot \vec{e}_r) \vec{e}_r - \vec{M} \right]$$

avec $\vec{OM} = r\vec{e}_r$

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{M}{r^3} \left[2\cos(\theta)\vec{e}_r + \sin(\theta)\vec{e}_\theta \right]$$

Montrer que : $\vec{M} = \begin{pmatrix} +M\cos(\theta) \\ -M\sin(\theta) \\ 0 \end{pmatrix}$

Soit

$$\vec{B}(r, \theta, \varphi) = \frac{\mu_0}{4\pi} \begin{pmatrix} \frac{2M\cos(\theta)}{r^3} \\ \frac{M\sin(\theta)}{r^3} \\ 0 \end{pmatrix}$$

en sphérique

3 - Actions subies par un dipôle dans un champ magnétique extérieur

Nous généralisons simplement ici les formules vues en 1ère année dans le cas d'un champ magnétique uniforme aux cas de champs magnétiques non uniformes soit $\vec{B}(t, \vec{r})$. Ces résultats sont admis :

- On définit l'énergie potentielle d'un dipôle dans un champ $\vec{B}(t, \vec{r})$ par : $E_p = -\vec{M} \cdot \vec{B}$ (1)

- La force s'en déduit car on a toujours : $\vec{f} = -\vec{\nabla} E_p = -\vec{\nabla}(-\vec{M} \cdot \vec{B})$ soit $\vec{f} = \vec{\nabla}(\vec{M} \cdot \vec{B})$ (2)

- Le couple de force exercé sur le dipôle vaut toujours : $\vec{\Gamma} = \vec{M} \wedge \vec{B}$ (3)

Attention ! :

Bien comprendre les natures scalaire/vectorielle des objets et des opérations réalisées.

Soit un dipôle \vec{M} plongé dans un champ magnétique $\vec{B}(t, \vec{r})$ non uniforme :

i - Le dipôle tourne sur lui-même (à la manière d'une boussole) pour s'aligner sur le champ magnétique extérieur eq° (3) Rq* : si c'est possible !

Ainsi le pôle Sud du dipôle se tourne face au pôle Nord du champ extérieur [cf équilibre stable du cours de 1ère année]

ii - Le dipôle se déplace en étant attiré par les régions de champ fort eq° (2) : Hypothèse d'après i : $\vec{M} \cdot \vec{B} > 0$

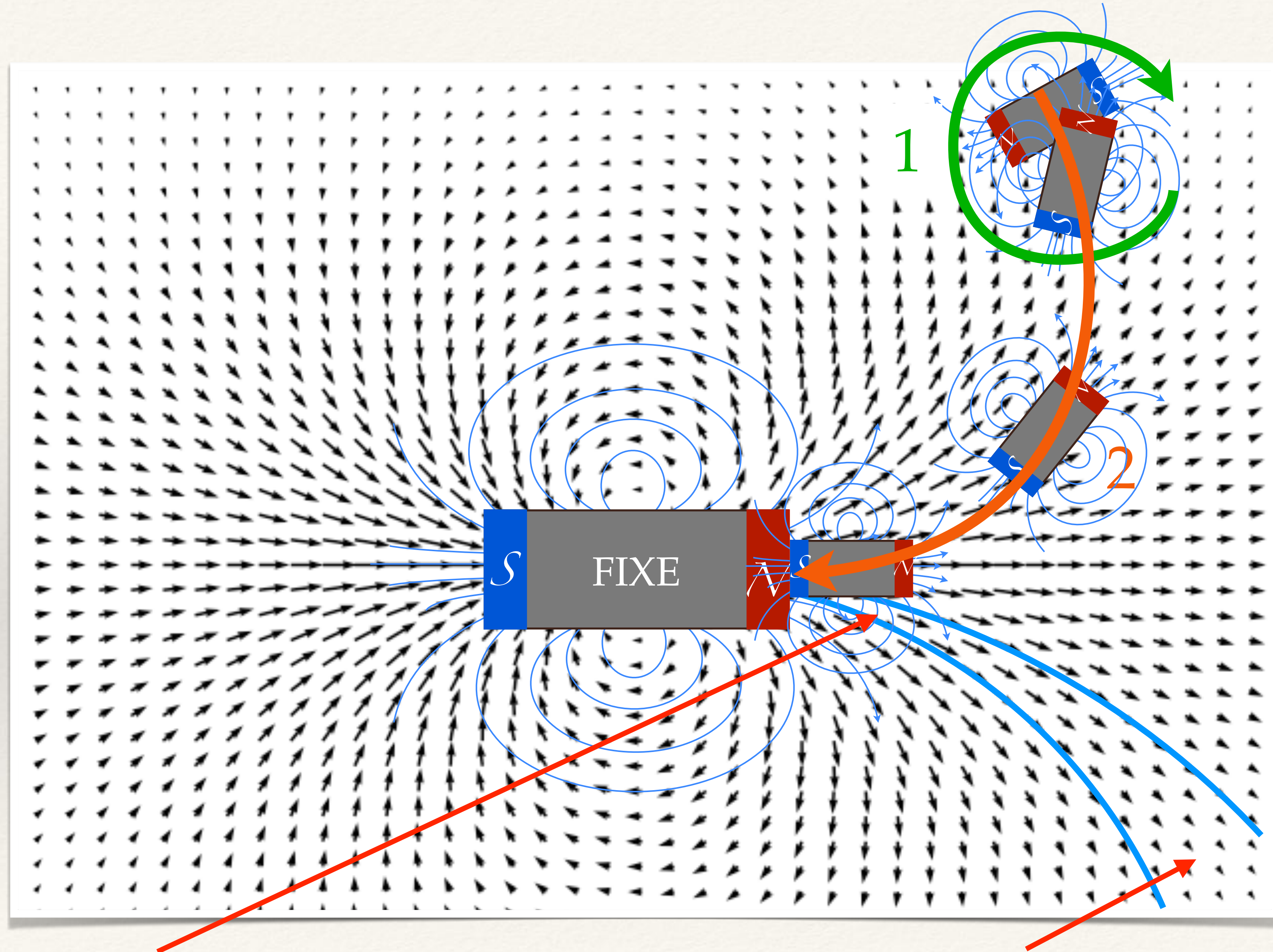
\vec{f} est un gradient donc elle entraîne le dipôle vers les grands $\vec{M} \cdot \vec{B}$ c-à-d vers les champs B forts car \vec{M} est de norme fixée, il reste tangent à la ligne de champ et dans son sens. Donc $\vec{M} \cdot \vec{B} = MB(t, \vec{r})$

Exemple simple : quand on approche deux aimants puissants ils pivotent puis se « collent » Nord contre Sud

Rq* : Notons que si le dipôle est assujéti à se maintenir dans le sens opposé au champ extérieur : alors le signe de E_p est inversé eq° (1)

et donc son gradient aussi eq° (2). C'est le cas si on maintient deux pôles Nord face à face, le dipôle est alors repoussé vers les champs faibles.

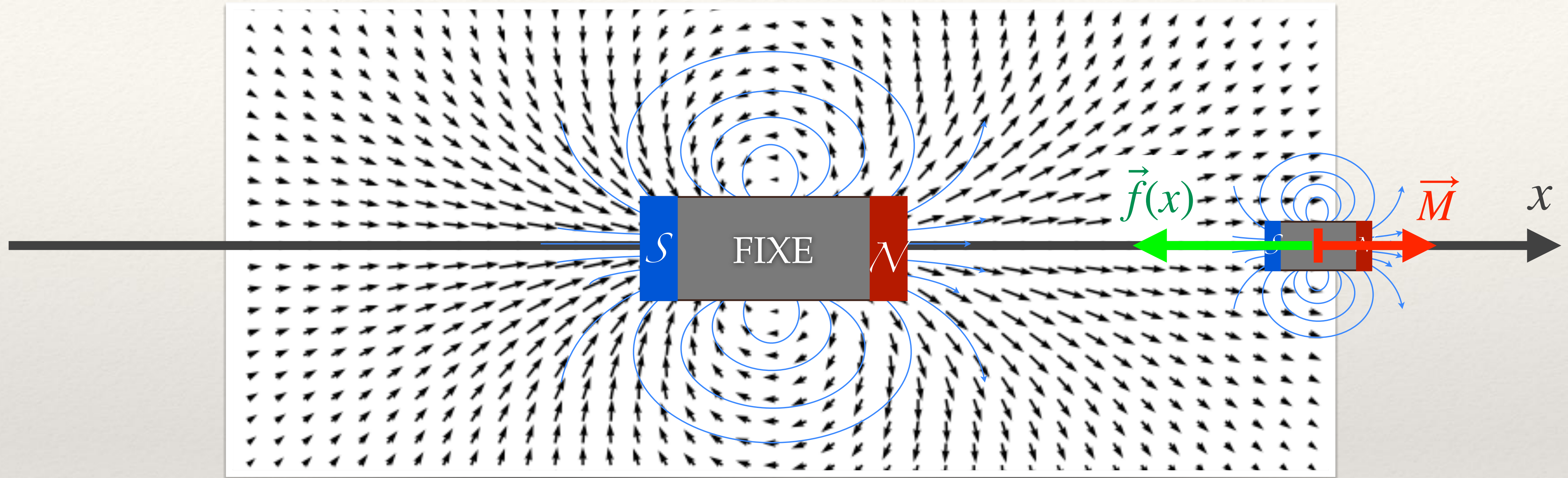
Dynamique d'un dipôle dans un champ non uniforme



Le champ est fort là où les lignes de champ se resserrent, et le champ est faible là où elle s'écartent.

3' - Situation unidirectionnelle

Dans le cas d'un axe unidirectionnel avec \vec{M} aligné dans le sens de \vec{B} on a : $E_p(x) = -MB(x)$ soit $\vec{f} = M \frac{dB}{dx}(x) \vec{e}_x$



On a bien ici pour $x > 0$: $E_p(x)$ croissante car $B(x)$ est décroissante soit en scalaire $f(x) = M \frac{dB}{dx}(x) < 0$

Notre dipôle est bien attiré vers le champ fort

Attention :

- Si le dipôle est maintenu dans le sens opposé à B , la conclusion sera inversée \Rightarrow repoussé vers les champs faibles
- Si il est inversé mais peut tourner, il sera en équilibre instable donc se retournera inévitablement.

Rq : On peut considérer qu'il pivote en premier car si il est inversé il est d'abord repoussé, pivote en même temps et finalement est attiré

4 - Calcul du magnéton de Bohr μ_B

Nous considérons simplement ici un e^- en rotation autour d'un proton, dans le cadre du modèle de Bohr : $L_O = n\hbar$

II - Aimantation d'un milieu ferromagnétique

Dans un milieu ferromagnétique la matière, soumise à un champ magnétique produit par des courants extérieurs à ce milieu, s'organise et les moments dipolaires microscopiques vont se traduire par l'ajout d'un champ magnétique résultant, propre au milieu ferromagnétique. En conséquence de quoi l'équation de Maxwell-Ampère est modifiée et on montre que l'on peut en proposer une écriture simplifiée.

1 - Vecteur aimantation $\vec{\mathcal{M}}$

On nomme **aimantation** le moment magnétique par unité de volume (grandeur thermodynamique intensive) soit : $\vec{\mathcal{M}} = \frac{d\vec{M}}{d\tau}$ en $A \cdot m^{-1}$

On admet que les effets magnétiques propres au milieu ferromagnétique, sont équivalents à ceux produits par une densité volumique de courants volumiques nommés « courants liés » tels que $\vec{j}_{liés} \equiv \text{Rot}(\vec{\mathcal{M}})$ de sorte que l'équation Maxwell-Ampère se ré-écrit :

$\text{Rot}(\vec{B}) = \mu_0(\vec{j}_{ext} + \vec{j}_{liés})$ où \vec{j}_{ext} représente la distribution de courant externe au milieu et $\vec{j}_{liés}$ ceux du ferromagnétique.

A l'aide de la définition de $\vec{j}_{liés}$ on obtient : $\text{Rot}\left(\frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{\mathcal{M}}\right) = \vec{j}_{ext}$ **idée** : champ B total moins « champ B de la matière » $\mu_0 \vec{\mathcal{M}}$

2 - Vecteur excitation magnétique \vec{H}

On a obtenu une expression qui relie les courants extérieurs [que l'on contrôle avec un générateur] à un champ qui serait celui obtenu sans la matière. On introduit ainsi le vecteur « **excitation magnétique** » autrement dit un champ **produit seulement par nos courants extérieurs** pour exciter le matériau ferromagnétique :

$$\vec{H} \equiv \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{\mathcal{M}} \quad \text{en } A \cdot m^{-1}$$

L'équation de Maxwell-Ampère devient très simple et ne dépend que des courants que l'on contrôle :

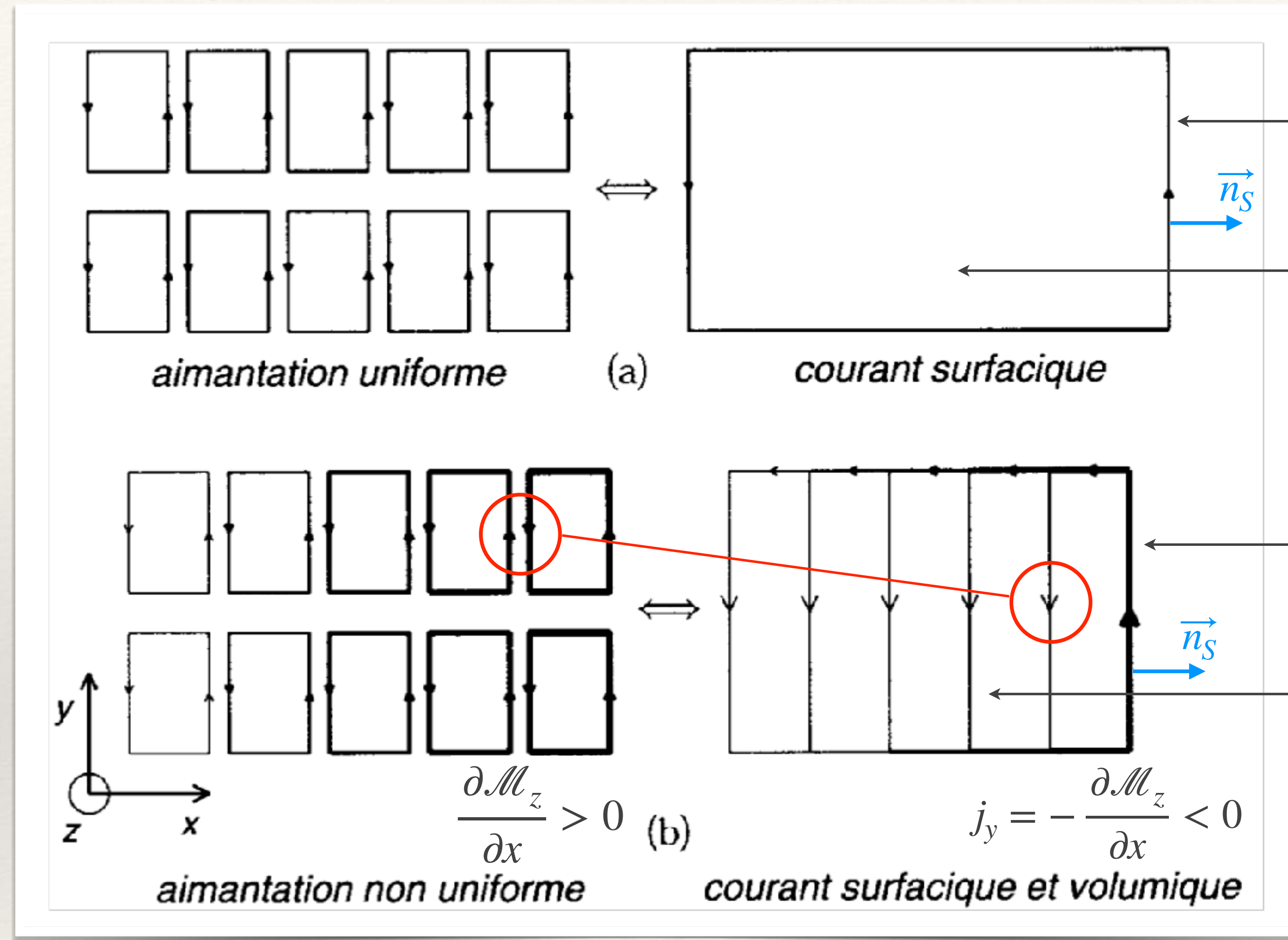
$$\text{Rot}(\vec{H}) = \vec{j}_{ext}$$

**Maxwell-Ampère
ferromagnétique**

Ainsi le champ \vec{H} ne dépend pas du matériau mais seulement des courants du dispositif expérimentale.

Tentative d'interprétation [HP]: \Rightarrow Bien comprendre le rotationnel

Le courant résultant tourne autour \sim bobine



$$\vec{j}_s = \vec{\mathcal{M}} \wedge \vec{n}_S$$

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

$$\vec{j}_s = \vec{\mathcal{M}} \wedge \vec{n}_S$$

$$\vec{j} = \text{Rot}(\vec{\mathcal{M}})$$

Hypothèse :

Gradient d'aimantation

$$\vec{\mathcal{M}} = \mathcal{M}_z(x) \vec{e}_z$$

$$j_x = \text{Rot}_x(\vec{\mathcal{M}}) = \frac{\partial \mathcal{M}_z}{\partial y} - \frac{\partial \mathcal{M}_y}{\partial z}$$

$$j_y = \text{Rot}_y(\vec{\mathcal{M}}) = \frac{\partial \mathcal{M}_x}{\partial z} - \frac{\partial \mathcal{M}_z}{\partial x}$$

$$j_z = \text{Rot}_z(\vec{\mathcal{M}}) = \frac{\partial \mathcal{M}_y}{\partial x} - \frac{\partial \mathcal{M}_x}{\partial y}$$

3 - Équations de Maxwell dans un ferromagnétique [ARQS]

On résume ci-contre les équations de Maxwell dans la matière.

On se place toujours dans l'ARQS car les applications se font à des fréquences usuelles $f \sim 50 \text{ Hz} \ll 300 \text{ MHz}$ [hors applications radio-communication]

- Le théorème de Gauss s'applique toujours.

- Le flux du champ \vec{B} est conservatif

Notez que l'on sera amené à utiliser \vec{B} pour le flux et \vec{H} pour les circulations.

- La loi de Faraday reste valide.

- On en déduit une nouvelle formulation du théorème d'Ampère :

$$\oint_{\Gamma} \vec{H} \cdot d\vec{l} = I_{\Gamma}^{ext}$$

La circulation du vecteur excitation magnétique sur un contour est égale algébriquement aux courants extérieurs (non matériels) qui traversent ce contour.

Même démo :

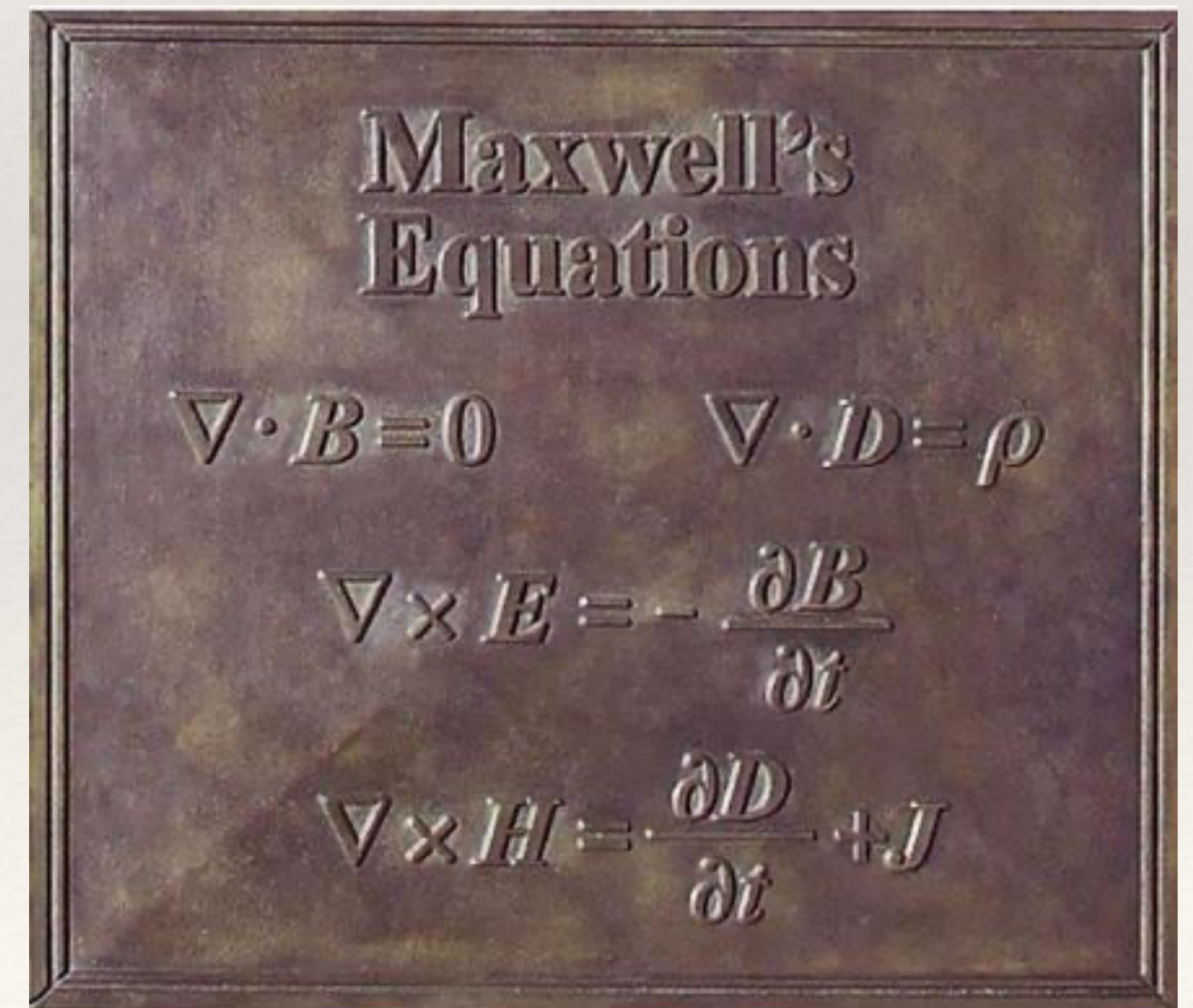
Rq : Pour modéliser les diélectriques on introduirait le vecteur \vec{D} : induction électrique.

Maxwell-Gauss $Div(\vec{E}) = \frac{\rho}{\epsilon_0}$

Maxwell-Thomson $Div(\vec{B}) = 0$

Maxwell-Faraday $\overrightarrow{Rot}(\vec{E}) = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$

Maxwell-Ampère $\overrightarrow{Rot}(\vec{H}) = \vec{j}_{ext}$



III - Propriétés des milieux ferromagnétiques

1 - Généralités : La particularité d'un ferromagnétique est d'ajouter sa propre contribution au champ magnétique lorsqu'il est plongé dans un champ magnétique, produit lui, par des courants extérieurs. Toutefois il existe quantités de matériaux ferromagnétiques qui ne répondent pas de la même manière à une excitation \vec{H} .

Les éléments de base constituant les ferromagnétiques sont **le fer Fe** d'où il tire son nom, mais également **le nickel Ni** et **le cobalt Co** et le **gadolinium Gd**.

Ce phénomène dépend des structures électroniques mais également de la **structure cristallographique** :

Exemple :

Le fer β bêta est une structure cubique face centrée obtenue au-dessus du point de Curie, vers 770 °C ou 1 042 K. Le ferromagnétisme du fer α disparaît sans réarrangement atomique si $T > T_C$

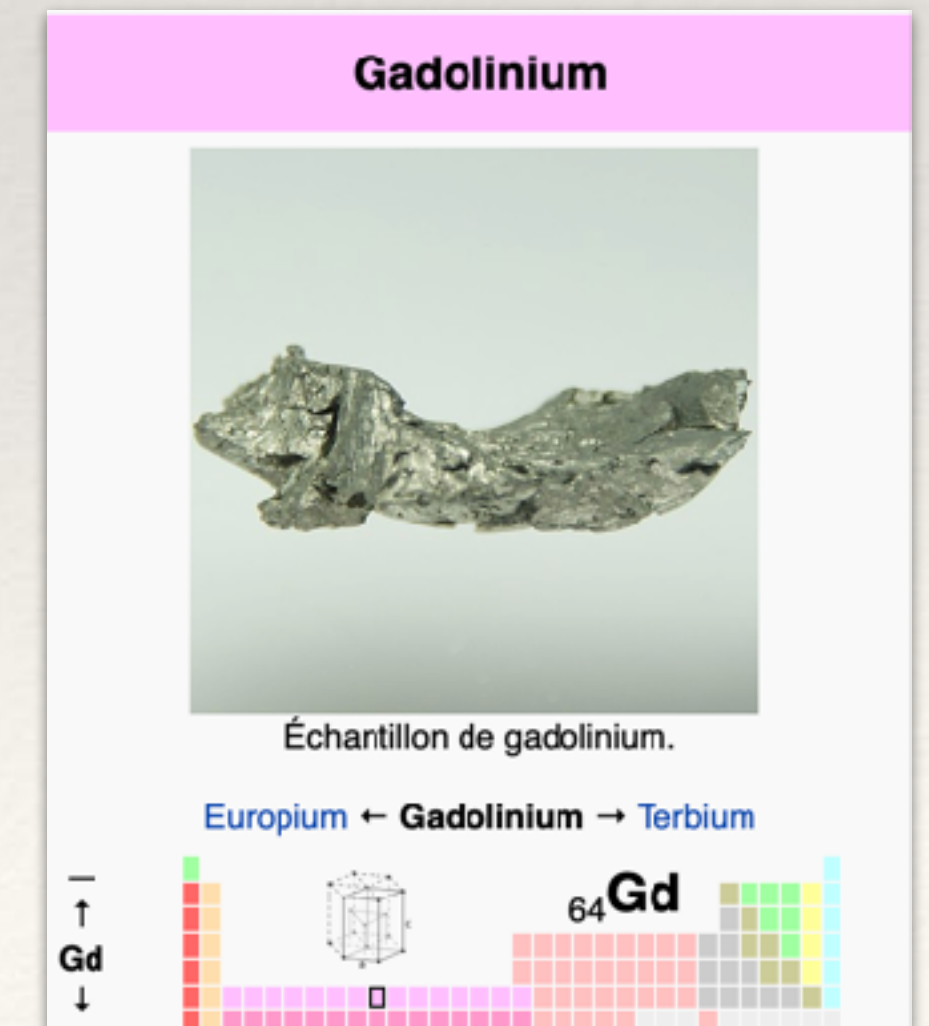
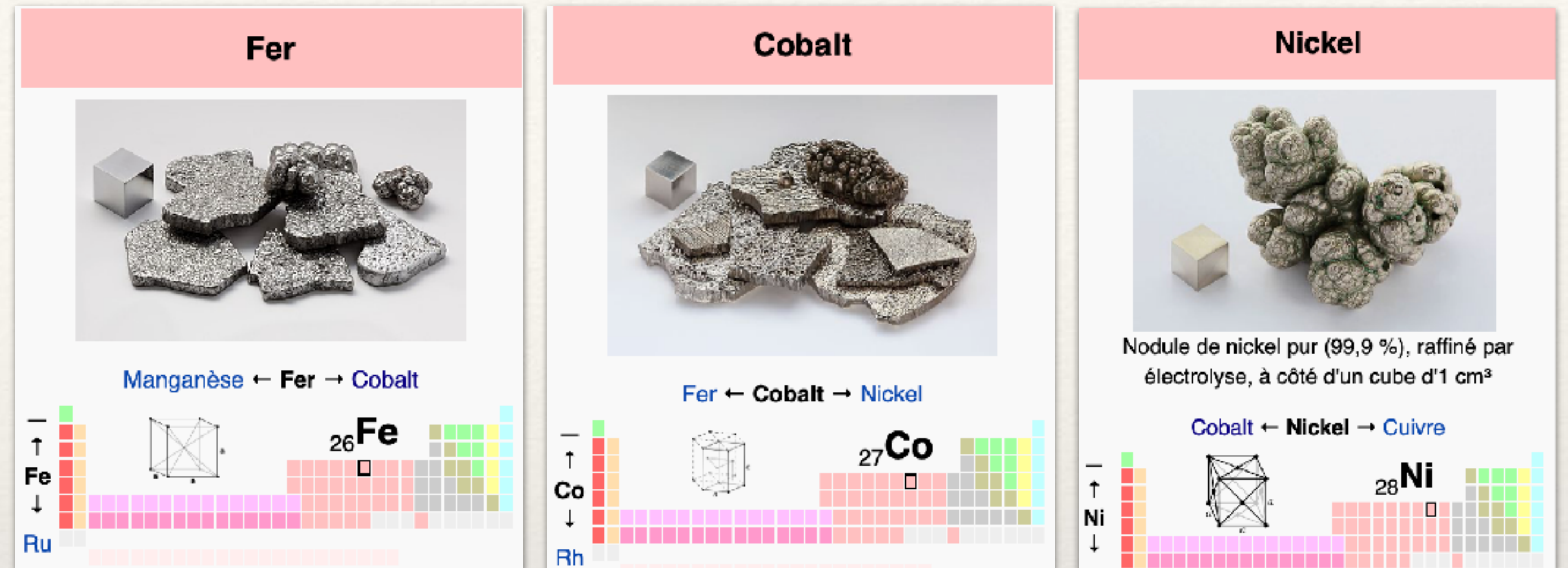
C'est pourquoi beaucoup de ferromagnétiques sont fabriqués sous forme d'alliages ou d'oxydes de fer.

⇒ Famille Alnico 50% de fer + Al + Ni + Co en proportions variables. Les proportions des différents éléments changent considérablement les propriétés ferromagnétiques, et tendent à baisser la température de Curie. Des éléments non ferromagnétiques interviennent pour modifier la structure cristallographique : Al, Cu, Ti. Cela reste un domaine de recherche actif.

Conclusion :

Selon sa nature un ferromagnétique peut démultiplier le champ magnétique d'un facteur 100.000 !

- Il peut permettre la durabilité d'un aimant (effet mémoire) ⇒ **matériaux dur**
- Il peut limiter la dissipation par courants de Foucault (transformateur) ⇒ **matériaux doux**
- etc

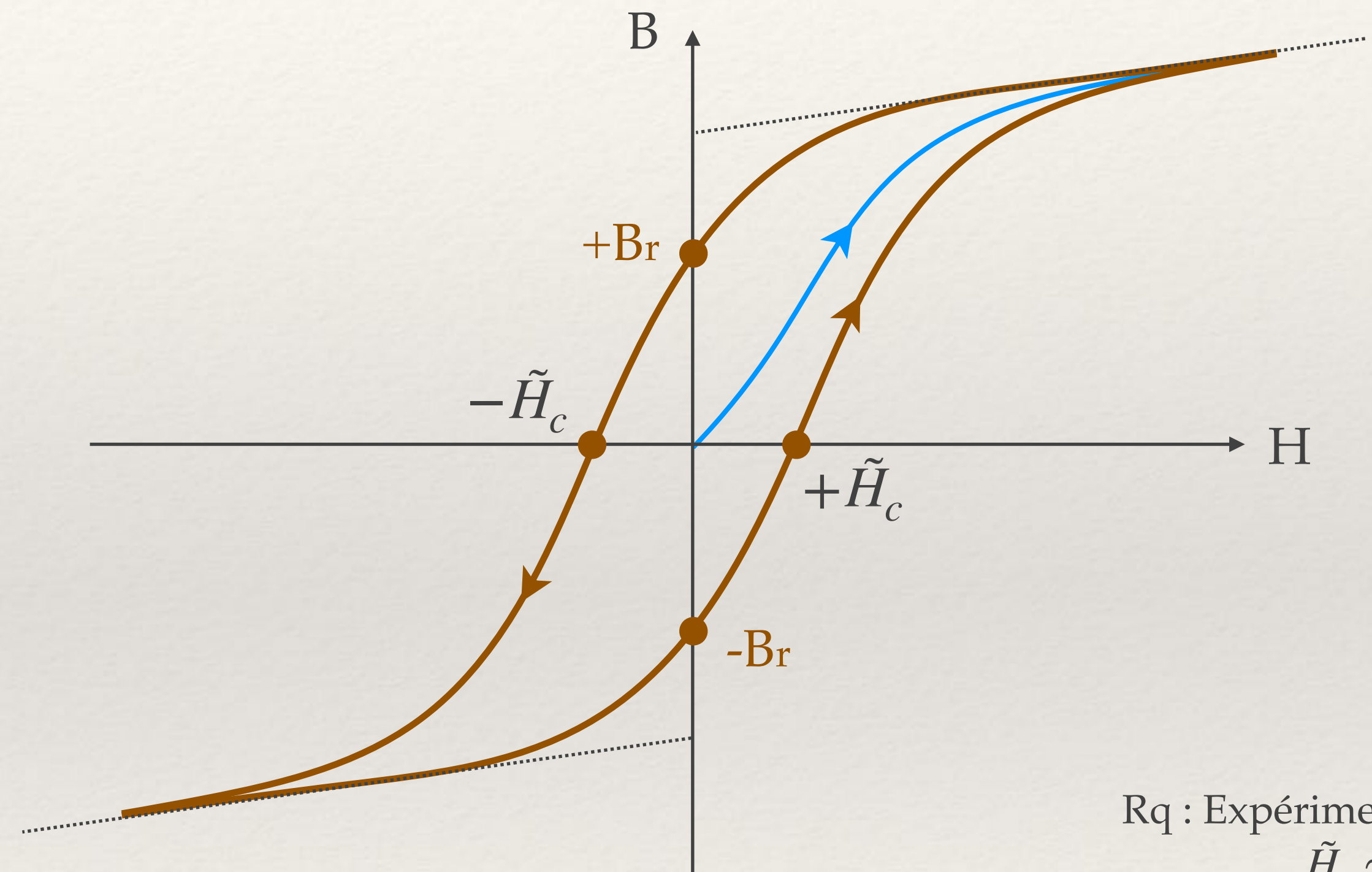
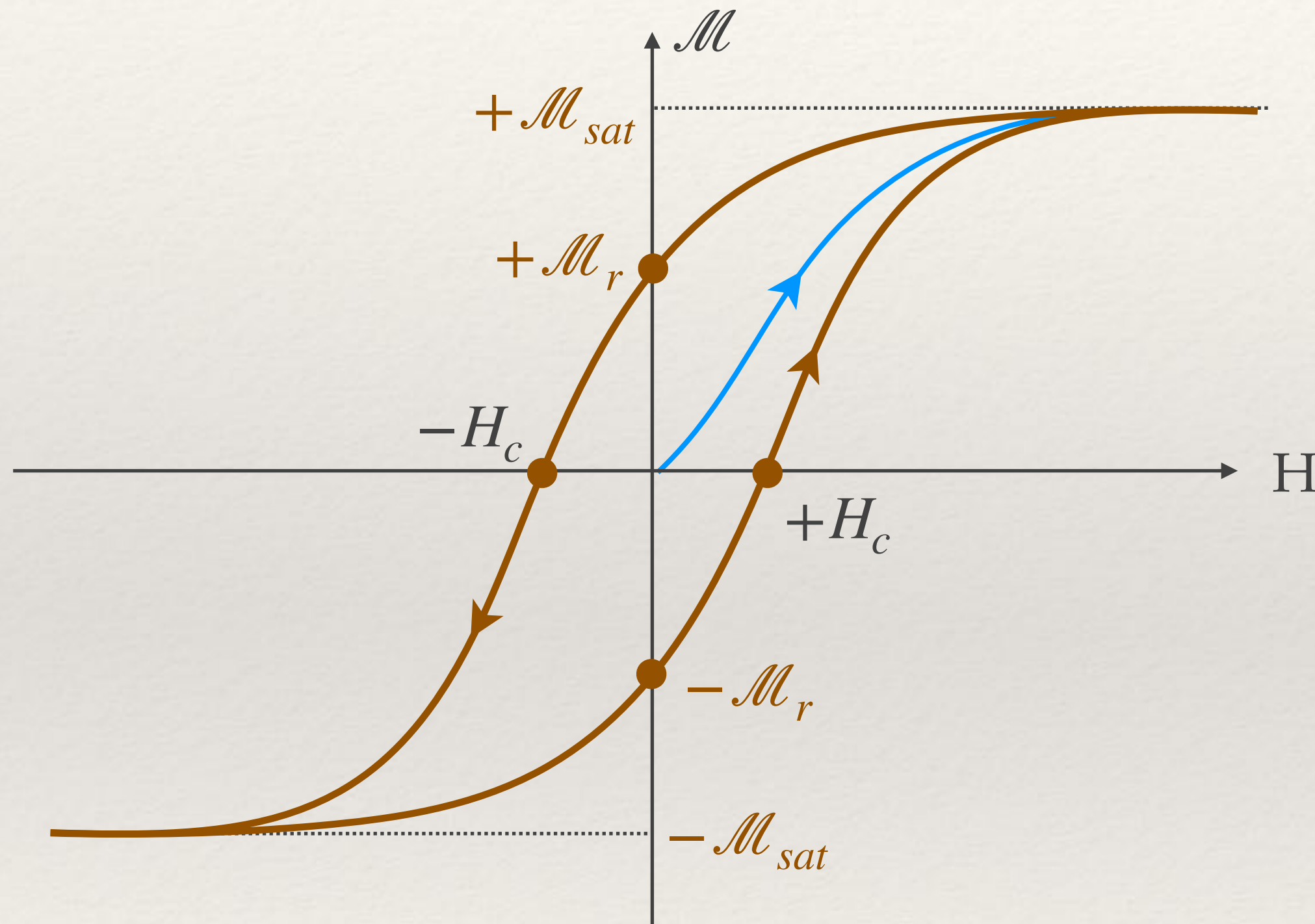


2 - Cycle d'hystérésis :

On souhaite caractériser la réponse d'un ferromagnétique à une excitation extérieure \vec{H} produit par les courants du dispositif expérimental. Nous disposons d'une relation mathématique a priori simple : $\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{\mathcal{M}})$

Toutefois cette relation est tributaire de la réponse microscopique du milieu à l'excitation extérieure \vec{H} qui est complexe à tout point de vue. **On représente donc la réponse du ferromagnétique par l'évolution de l'aimantation \mathcal{M} (ou du champ magnétique B) en fonction d'une excitation H qui évolue dans le temps.**

En général, l'échantillon est placé dans le champ uniforme d'un solénoïde et soumis à une excitation H sinusoïdale, de fréquence ajustable.



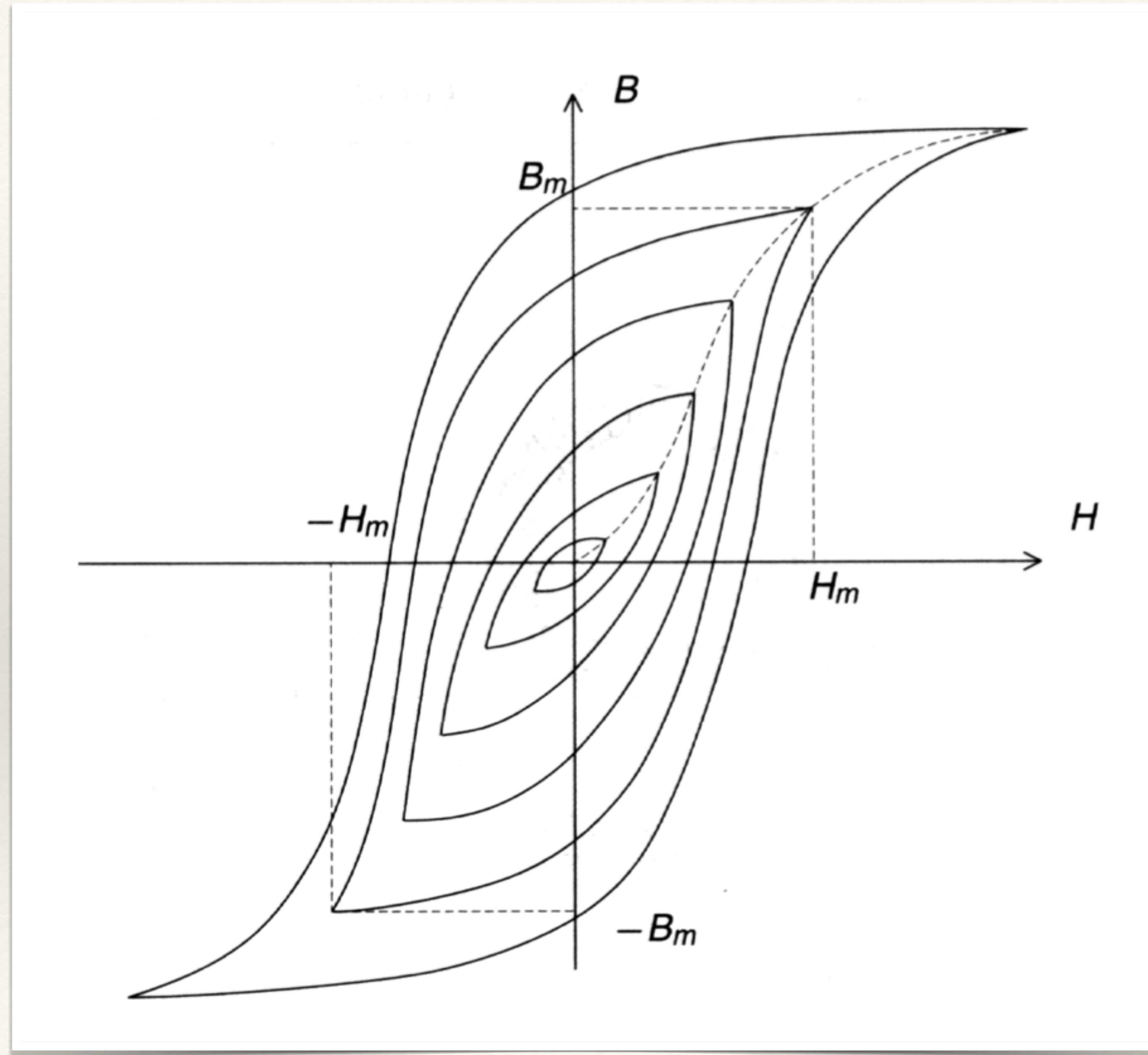
Rq : Expérimentalement
 $\tilde{H}_c \simeq H_c$

Hystérésis :

Phénomène qui s'observe dans les réactions élastiques ou magnétiques de certains corps et qui consiste en un retard de l'effet sur la cause. Hystérésis magnétique (P.Curie) : persistance de l'aimantation quand le champ magnétisant a cessé d'agir.

Etymologie : formé à partir du grec tardif husterêsis, dérivé de hustereîn, « être en retard ».

Exemple TP → Cycles d'hystérésis d'un matériau correspondant à des H_m différents



3 - Phénoménologie du cycle d'hystérésis :

Expérience : On contrôle l'excitation H en ajustant le courant extérieur $i(t)$ qui alimente le solénoïde. On mesure B et on en déduit \mathcal{M}

i - Courbe de Première aimantation (bleue) —> si l'on part d'un échantillon d'aimantation nulle, et que l'on augmente l'excitation H :

- **Régime linéaire :** l'aimantation augmente d'abord proportionnellement à H .
- **Régime de saturation :** lorsque l'on augmente encore H le matériau sature, c-à-d que tous les dipôles microscopiques sont orientés selon \vec{H} . On parle d'aimantation de saturation $+\mathcal{M}_{sat}$. Le champ magnétique totale B continue d'augmenter mais sous l'effet de H seule (droite affine).

ii - Courbe de désaimantation (marron) —> On réduit alors H jusqu'à l'inverser et on s'aperçoit que l'aimantation persiste.

- **Champ rémanent :** le chemin n'est pas le même et selon le matériau une aimantation rémanente $+\mathcal{M}_r$ persiste même si $H = 0$ (solénoïde éteint). Le matériau est aimanté. C'est ainsi que l'on fabrique des aimants industriels, mais le choix du ferromagnétique est crucial. Avec un **ferromagnétique très dur (cycle large)** le champ rémanent est proche du champ de saturation. Avec un **ferromagnétique très doux (cycle étroit)** le champ rémanent est proche de zéro \Rightarrow pas d'effet mémoire (hystérésis).
- **Champ coercitif :** On impose alors une excitation de sens opposé $H < 0$ pour entraîner des dipôles microscopiques en sens inverse et annuler B . On nomme champ coercitif $-H_c$ le champ qui permet de ramener \mathcal{M} et B à zéro. **Rq :** expérimentalement $\tilde{H}_c \simeq H_c$. Ce champ coercitif H_c est quasi nul pour un matériau doux mais d'autant plus important que le matériau est dur.

Si l'on accentue l'excitation $H < 0$ on retrouve un régime de saturation $-\mathcal{M}_{sat}$ tous les dipôles microscopiques sont orientés sens négatif. On a donc à nouveau un aimant mais de pôles Nord et Sud inversés.

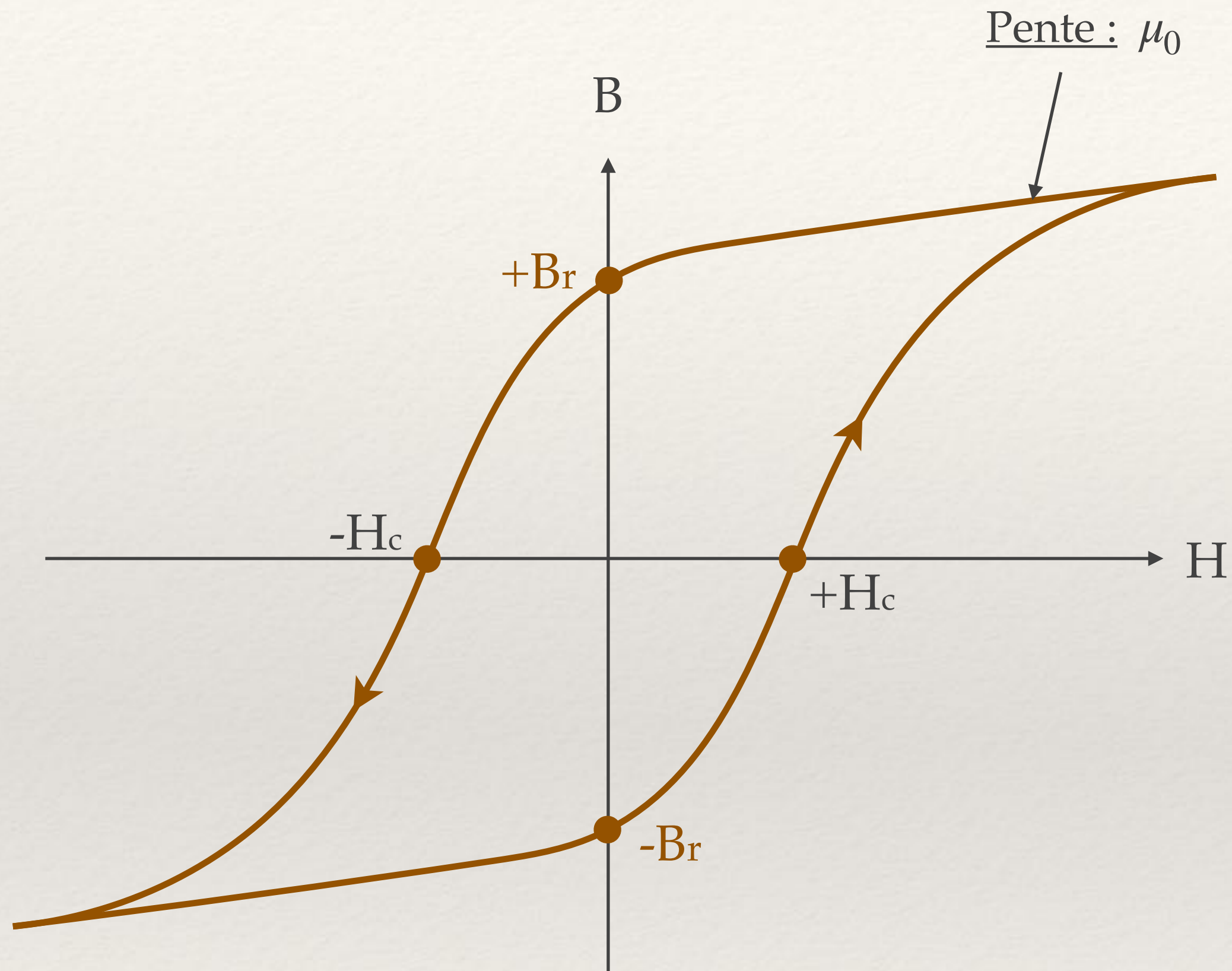
iii - Cycle d'hystérésis —> On augmente alors H pour ramener progressivement le matériau en saturation positive. On retrouve alors la phénoménologie de la descente, mais la courbe obtenue est la symétrique centrale : aimantation rémanente négative et $-\mathcal{M}_r$ et champ coercitif positif $+H_c$. L'ensemble forme ainsi le cycle d'hystérésis magnétique du matériau.

Rq : Un cycle propre demande une fréquence relativement faible.

Coercitif : Dérivé savant du latin *coercitus*, participe passé de *coercere*, « contraindre ». XVIe siècle.

Ferromagnétique dur

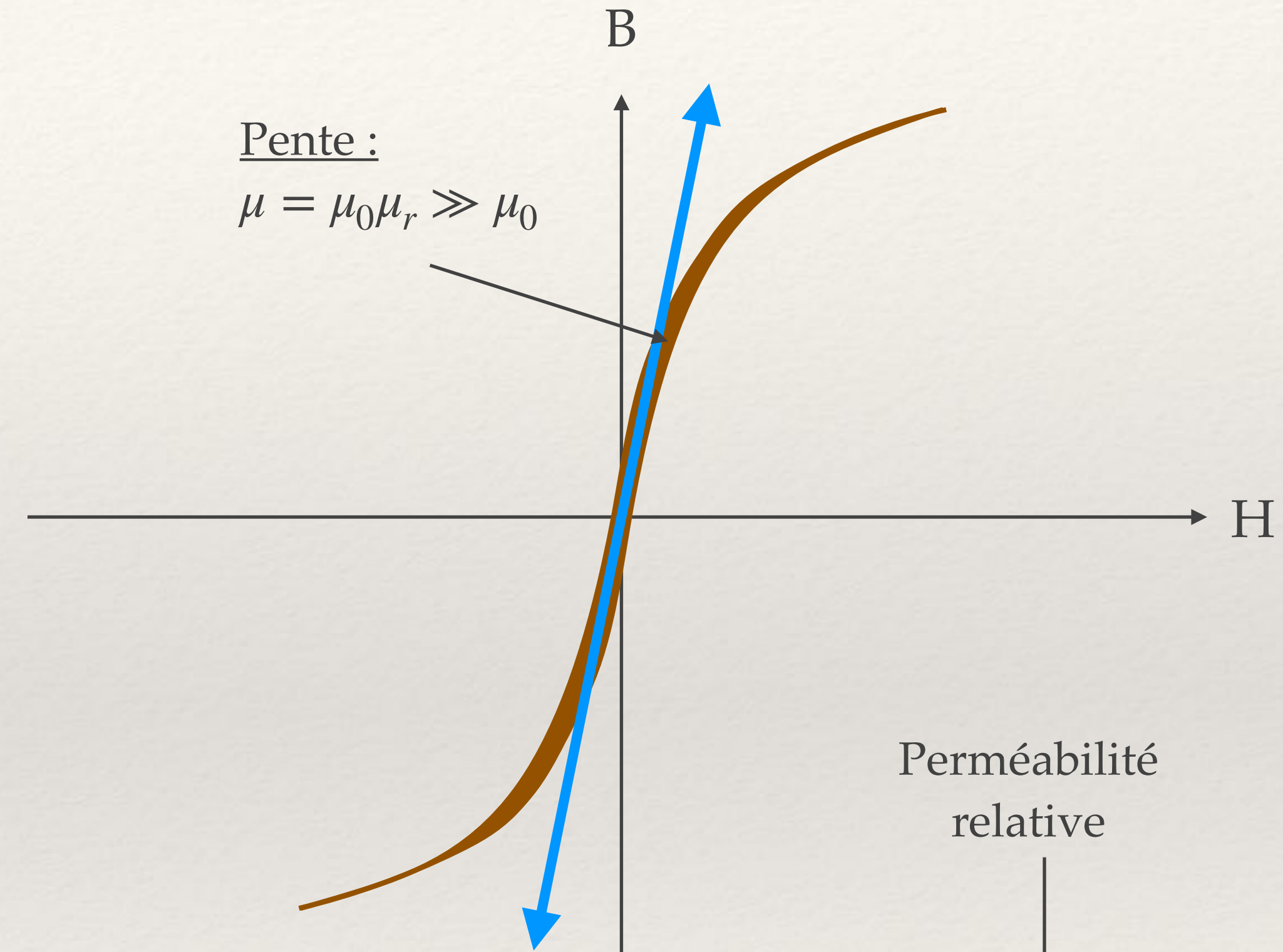
(Cycle large)



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

Ferromagnétique doux

(Cycle étroit)



En Régime linéaire on pose :

$$\text{Rq : } \vec{\mathcal{M}}(\vec{H}) = \chi_m \vec{H}$$

χ_m : susceptibilité magnétique

$$\vec{B} = \mu_0\mu_r \vec{H}$$

$$\mu_r = 1 + \chi_m \gg \gg 1$$

4 - Matériaux durs

Les ferromagnétiques durs sont caractérisés par un **fort champ coercitif**, sont donc toujours aimantés $H_c > 10^3 A/m$ et jusque'à $H_c \sim 10^6 A/m$ et **il est difficile de modifier leur état d'aimantation**. On fabrique avec des aimants permanents.

Famille de Aciers : 1% de Carbone + tungstène, cobalt ou manganèse
Les plus anciens mais peu intéressants

Famille Alnico : contenant Al, Cu, Titane
ce sont les plus courants moteur, micro de guitare, haut-parleur

Ferrites dures : céramiques d'oxydes de fer Aimant pas cher,
Disque dur, séparateur magnétique (traitement des déchets)

Matériaux intermétalliques : Néodyme, Samarium (terres rares)
Aimant très puissants mais très fragiles
Alternateurs des éoliennes jusqu'à 600 kg de terre rare

Matériaux	Br en Tesla	Hc en kA/m	Température de Curie en °C	Remarques diverses
Aciers	0,001 à 0,2	6 à 19	750	Anciens aimants
Ferrites	0,2 à 0,4	200	300	Les moins coûteux
Alnico	1,2	50	750 à 850	Se désaimantent facilement
Samarium Cobalt	0,5	800	700 à 800	Prix élevé à cause du Cobalt
Néodyme Fer Bore	1,3	1500	310	Prix en hausse (terre rare), sujet à l'oxydation

Rq : la dureté magnétique n'a rien à voir avec la dureté mécanique



Matériaux doux

Les ferromagnétiques doux, caractérisés par un **faible champ coercitif**, **ne garde pas leur aimantation** $H_c < 10^2 A/m$ et descendent même à $H_c \sim 1 A/m$: 80Ni-5Mo et 77Ni-5Cu-4Mo
 $\mu_r = 3 \cdot 10^5$ $\mu_r = 2.7 \cdot 10^5$

En général ils ont une grande perméabilité relative μ_r **parfait pour guider les lignes de champ** et avoir un **champ magnétique très fort** : Transformateur, électro-aimants, relais, écran magnétique (blindage).
Éléments impliqués : Fe, Ni, Co, Si, Mg, Mo, Mn

On associera la surface du cycle avec la déperdition énergétique, donc ils présentent **peu de déperdition** et d'autant moins s'ils sont peu conducteurs électriques. Ex : Ferrite doux pour transformateurs.

Dans l'idéal leur cycle d'hystérésis se confond avec la courbe de 1ère aimantation (linéarité) et on a $B = \mu_0 \mu_r H$ avec $\mu_r \gg 1$.

Fer au silicium : typiquement 75% Fe et 25% Si

Permaloy : 15% Fe & 80% Ni + molybdène + manganèse $\mu_r \sim 10^5$
Bell 1914 puis blindage du 1er câble sous-marin.

Supermaloy : 75% Fe & 20% Ni + 5% Mo $\mu_r \sim 10^6$

Les fer doux n'ont pas d'organisation microscopique qui fixe l'orientation magnétique de l'aimantation. Cristaux amorphes ou matériaux poly-cristallins.

Certains matériaux comme les ferrites ont des cycles d'hystérésis « carrés » :

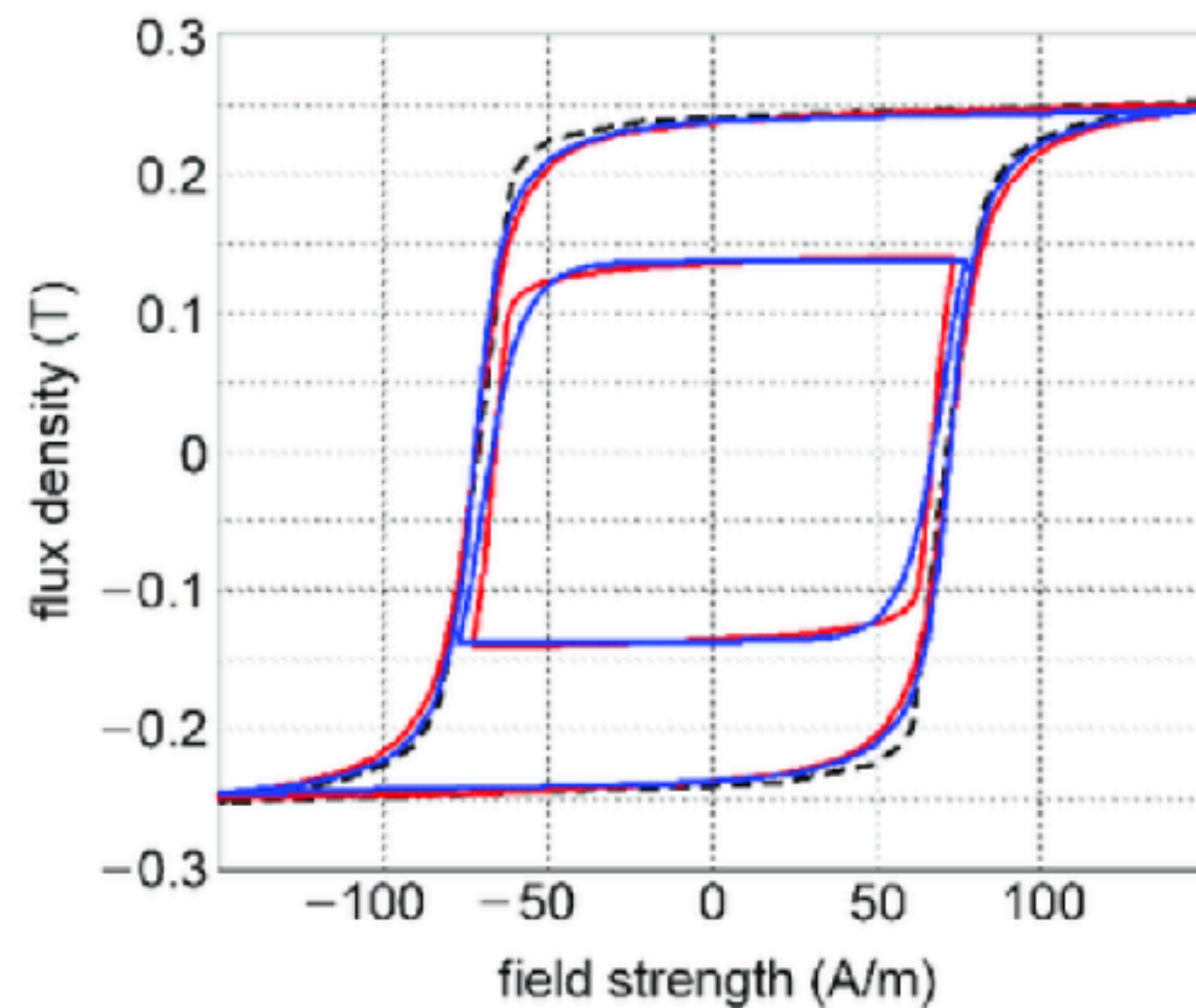
- L'aimantation est toujours voisine de l'aimantation à saturation $\pm \mathcal{M}$
- la transition d'un sens à l'autre s'effectuant brusquement dès que $|H|$ atteint la valeur H_c .

Ferromagnétique dur

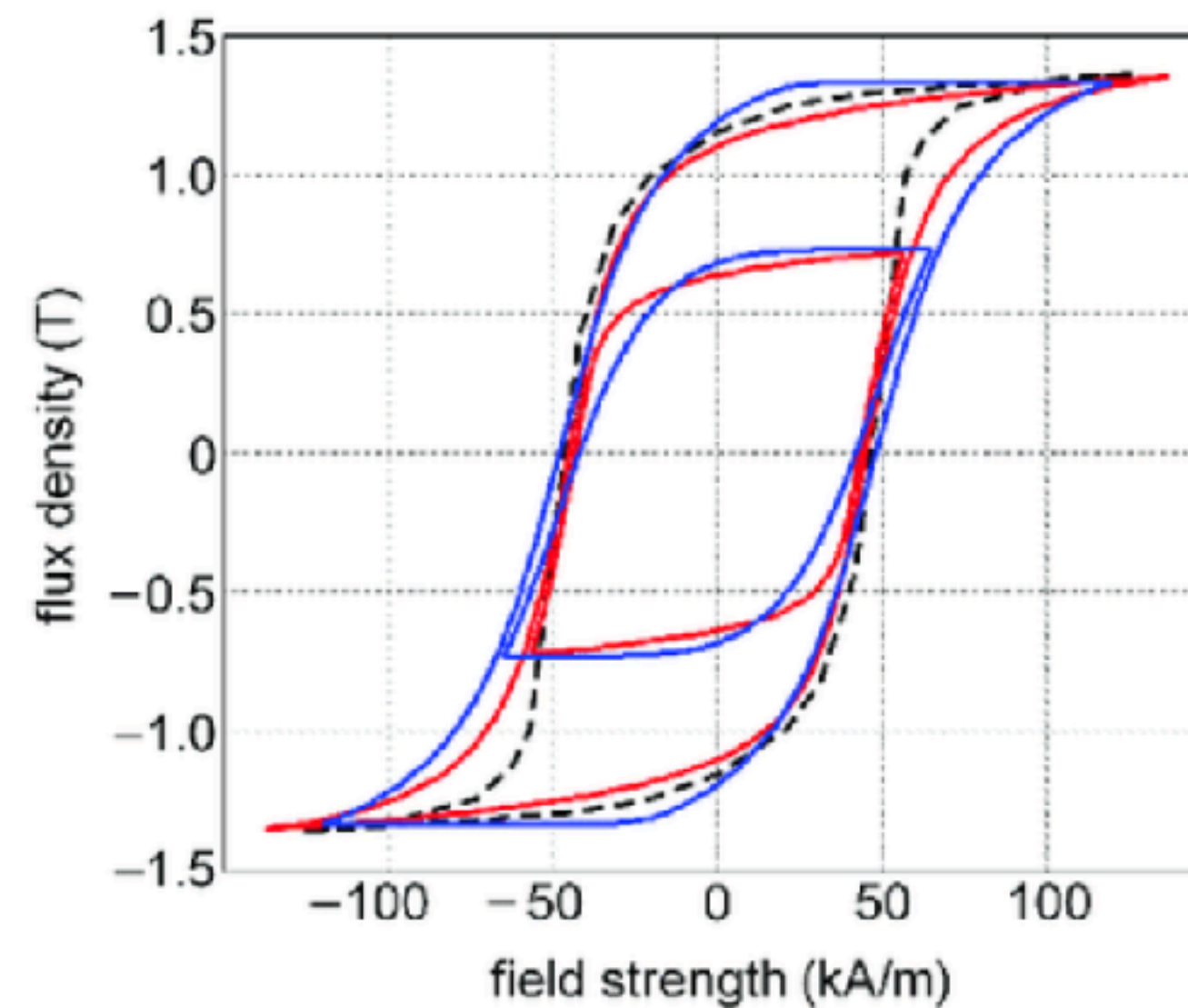
Cette propriété permet de réaliser des systèmes bistables soit à deux états \Rightarrow mémoire informatique (disque durs)

ex : Tête de lecture/écriture de disque dur en ferrite \rightarrow ferromagnétique très dur :

Cela a permis d'augmenter la vitesse des disques durs ainsi que la précision donc l'espace de stockage

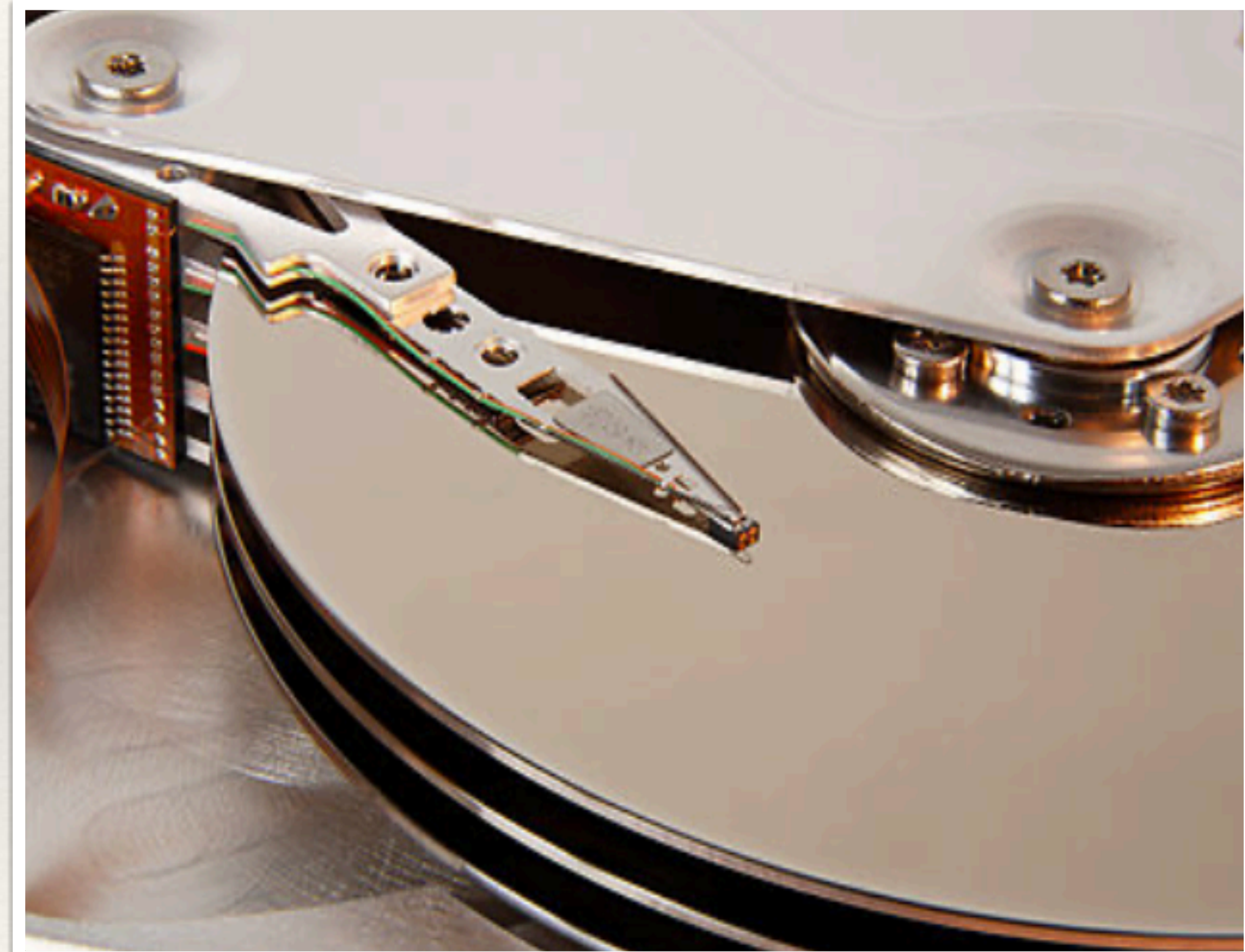


(a)



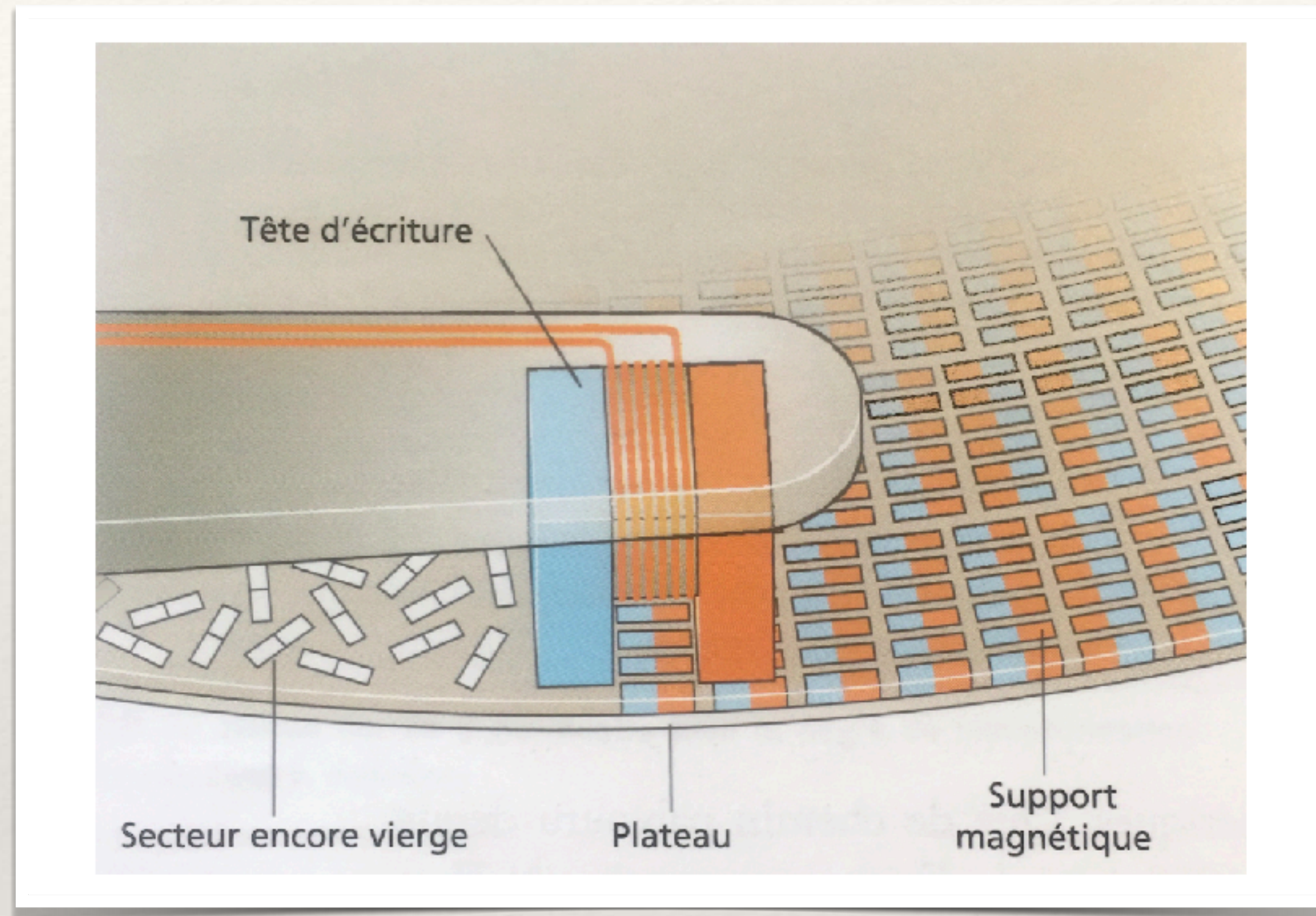
(b)

Hysteresis loop of (a) Mn-Mg ferrite [50], (b) ferromagnetic material ЮН14ДК24; measured loops-black lines, calculated as $B = f(H)$ -blue lines, calculated as $H = f(B)$ -red lines.

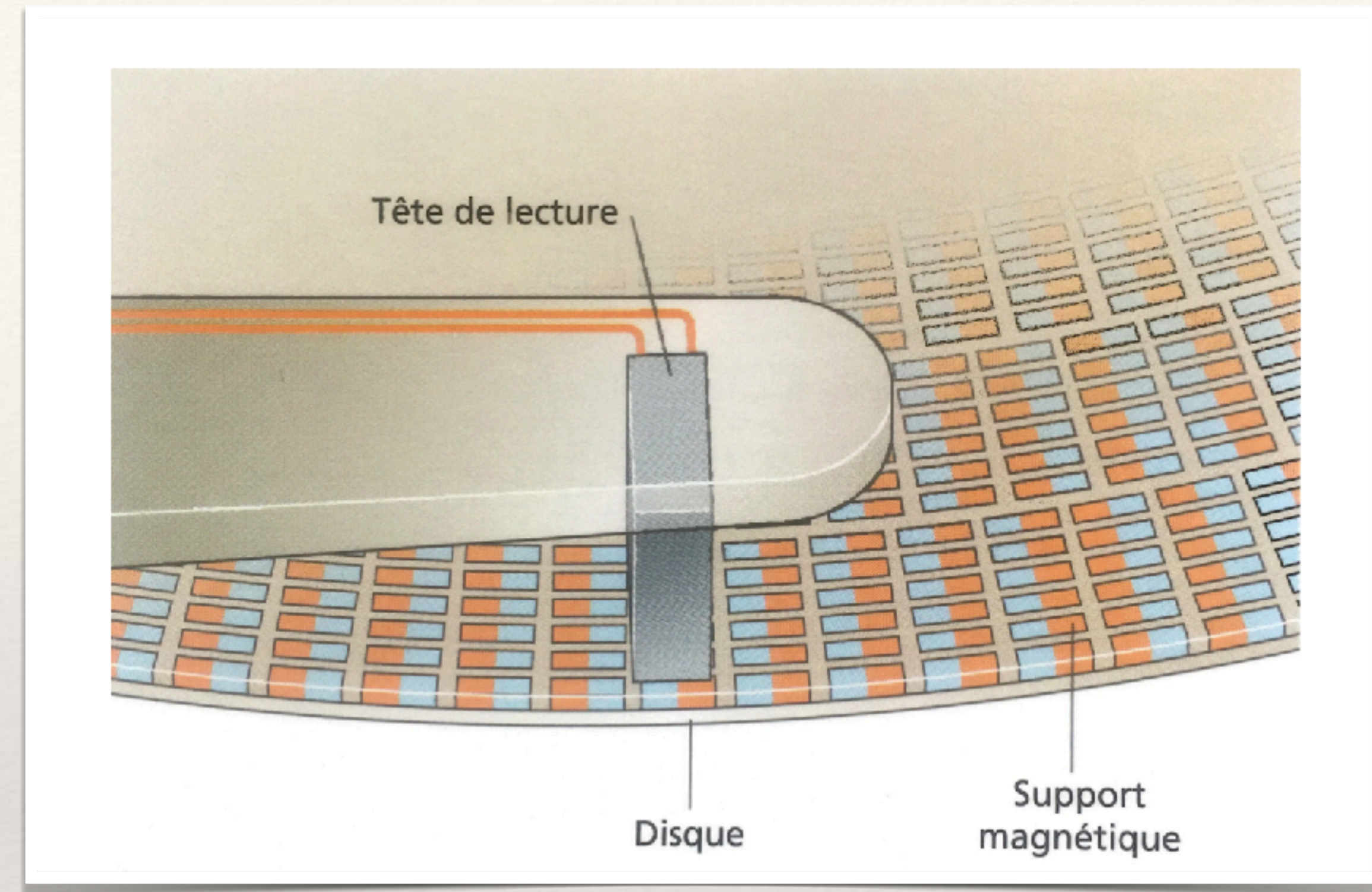


Le ferrite est une céramique ferromagnétique obtenue par moulage à forte pression et à haute température ($>1\ 000\ ^\circ\text{C}$) à partir d'oxyde de fer $\text{Fe}_2\text{O}_3\text{XO}$ (où X : manganèse, zinc, cobalt, nickel, etc.). (Wikipédia)

Écriture



Lecture



La direction de l'aimantation à l'intérieur des différentes zones magnétiques est symbolisée par un code couleurs : en gris sont représentés les domaines dont l'aimantation possède une orientation quelconque, ce qui correspond aux secteurs vierges du disque dur ; la couleur indique les domaines dont l'aimantation a été modifiée par la tête d'écriture pour y enregistrer des données.

La résistance d'un circuit électrique se déplaçant à proximité d'une zone magnétique varie lorsque l'orientation de l'aimantation de la zone change brusquement. Cet effet permet de lire les données inscrites sur le support magnétique.

ACIER AU SILICIUM : STATOR D'ALTERNATEUR

Ferromagnétique doux




ROTOR D'ALTERNATEUR

Les matières transformées varient de l'acier au silicium fully process à grain non orienté et à grain orienté, acier magnétique semi-fini, à la qualité laminée à froid bas carbone, dans des épaisseurs de 1 mm descendant jusqu'à 0,2 mm pour nuance à haute teneur en silicium —> **fer doux feuilleté !**



Isolation de paquets de tôles avant le bobinage

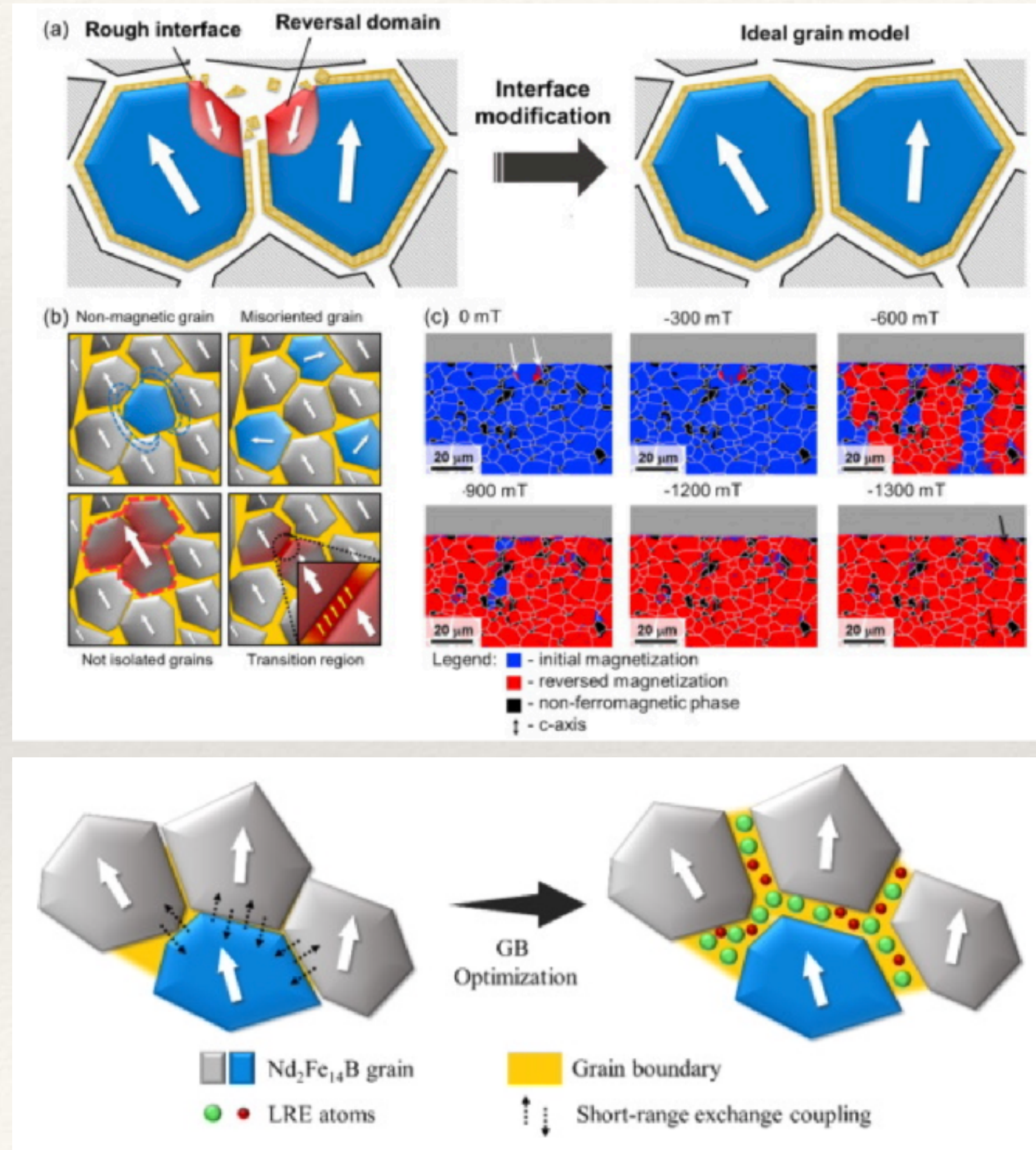
Stators d'Alternateurs pour Automobile

 **r. bourgeois** est le leader mondial dans la production de stators d'alternateurs pour l'automobile, avec des productions dépassant 15 millions de stators par an.

Matériaux durs

Inertiel : « Beaucoup de frottement microscopiques »
 Très réticent à suivre le champ H mais une fois en place il se maintient.

Permet de maintenir une aimantation permanente

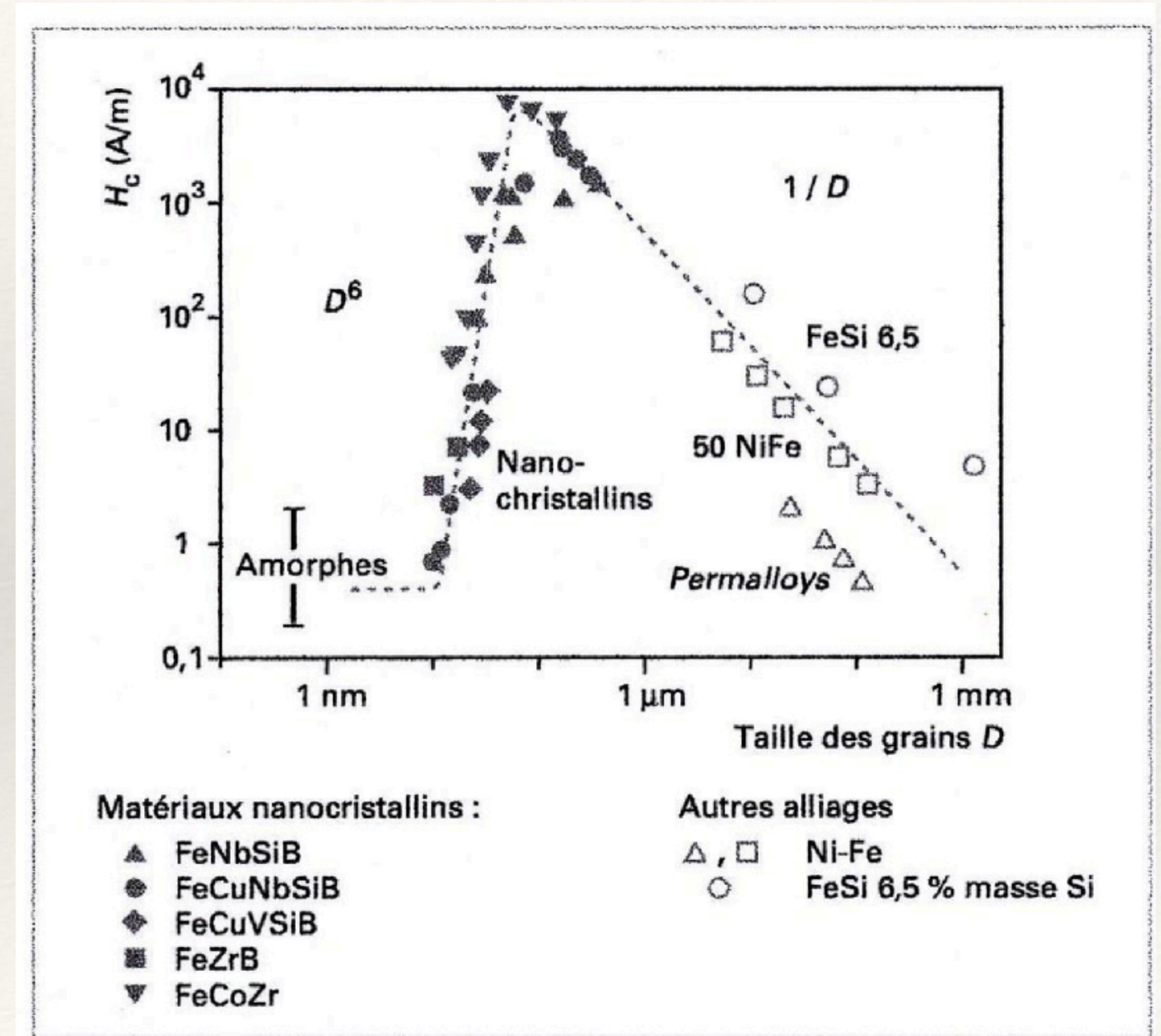


Aimant néodyme : augmenter H_c

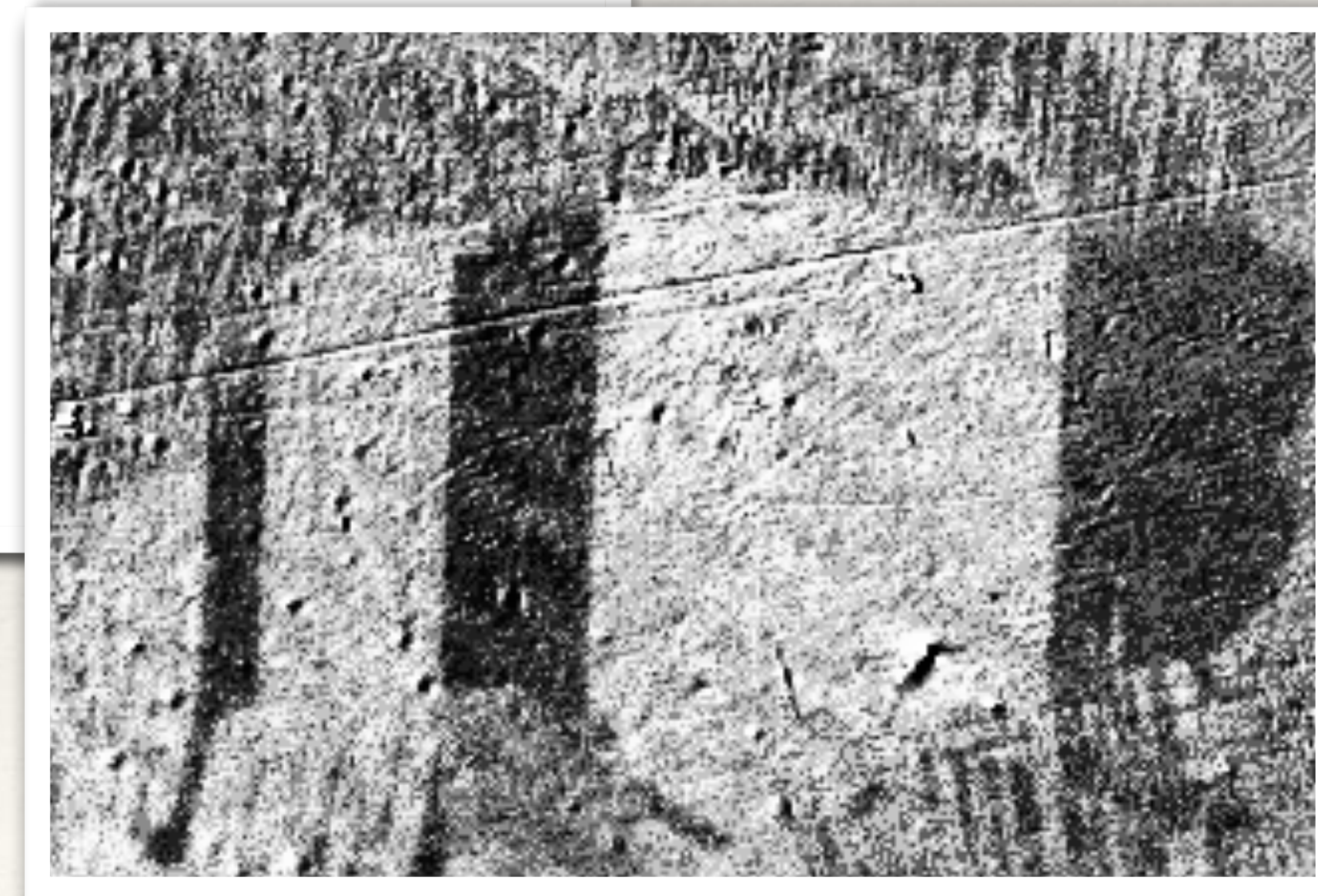
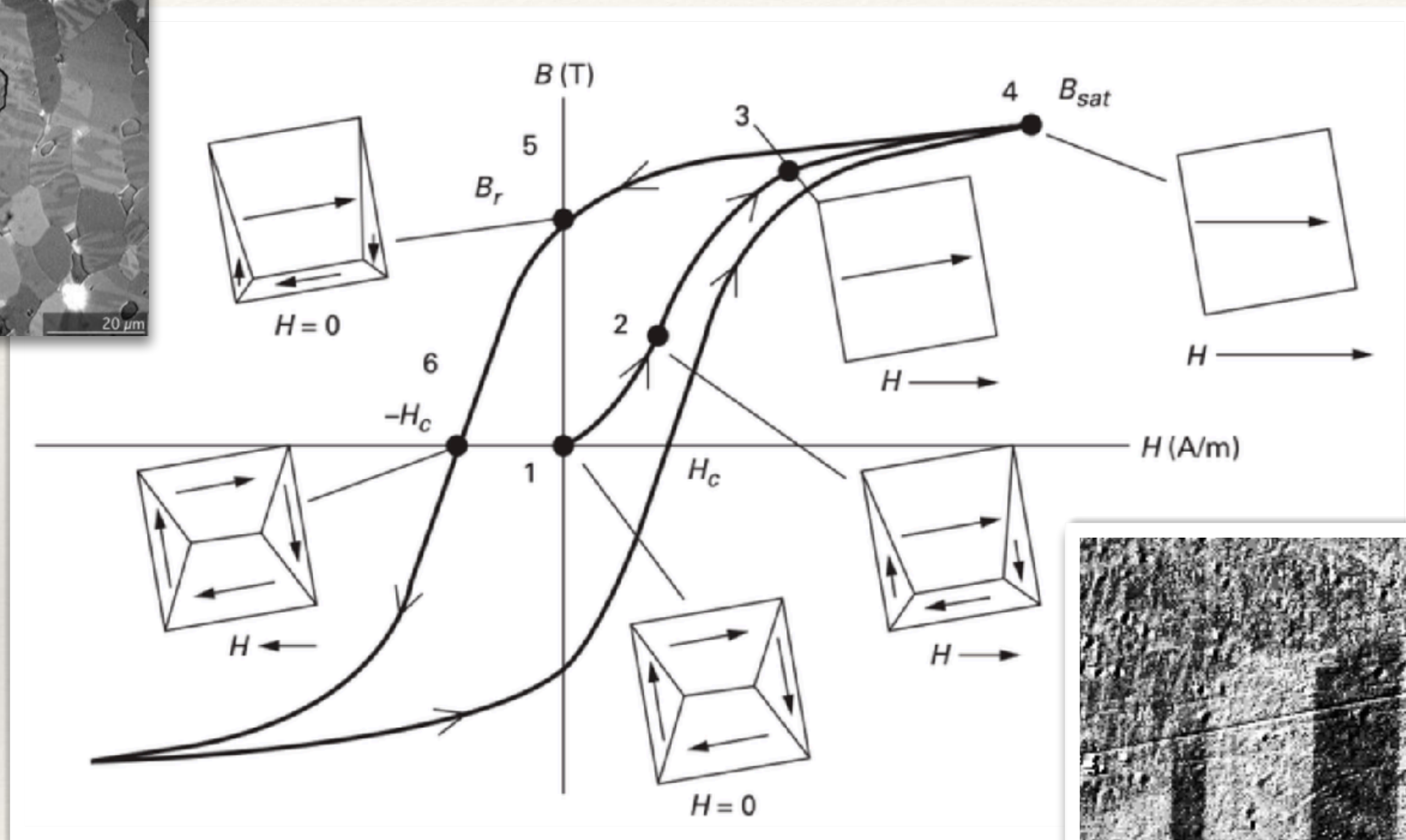
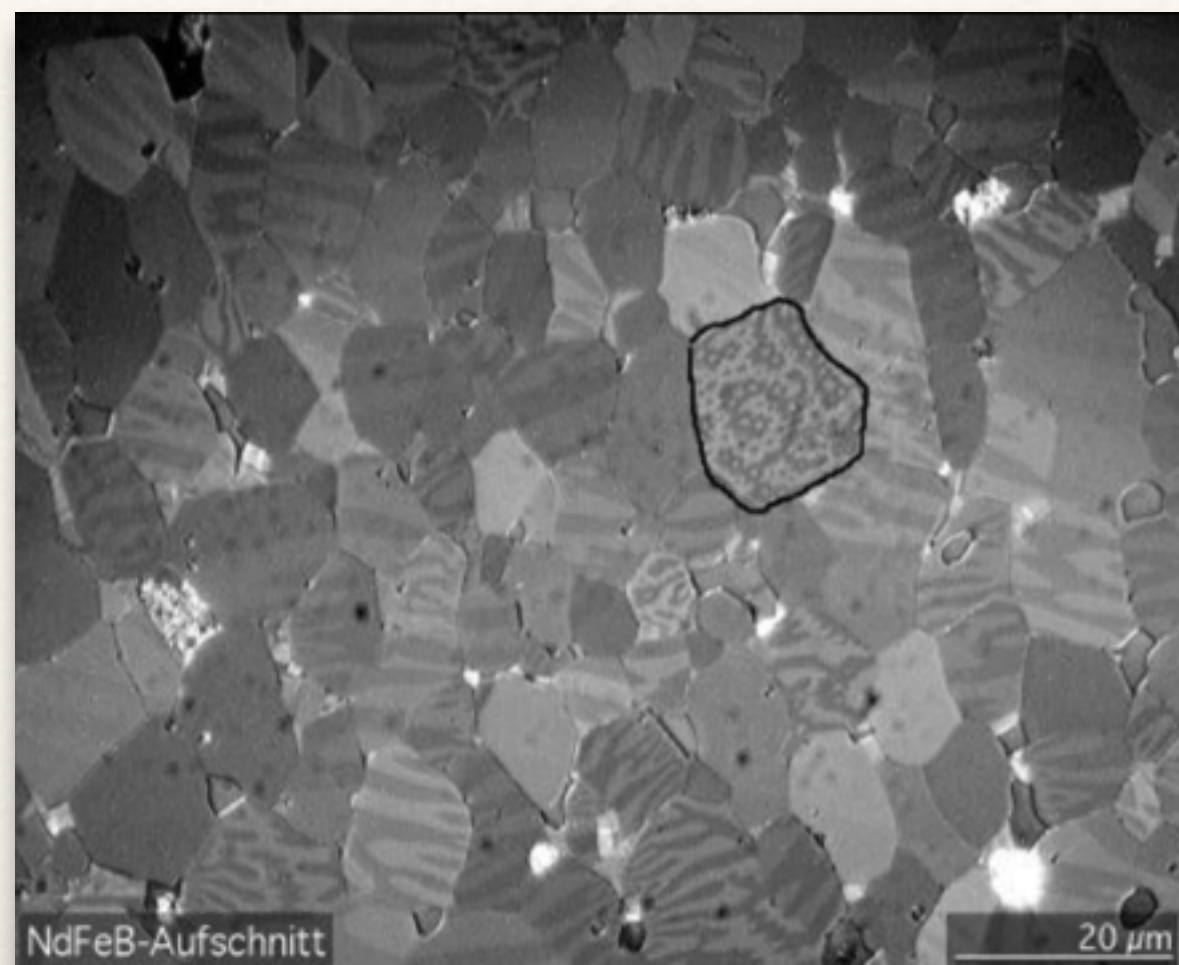
Matériaux doux

Volatil : « Peu ou pas de frottement microscopique »
 S'aligne immédiatement sur le champ mais reprend sa direction d'origine (grains à direction aléatoires) si le champ disparaît.

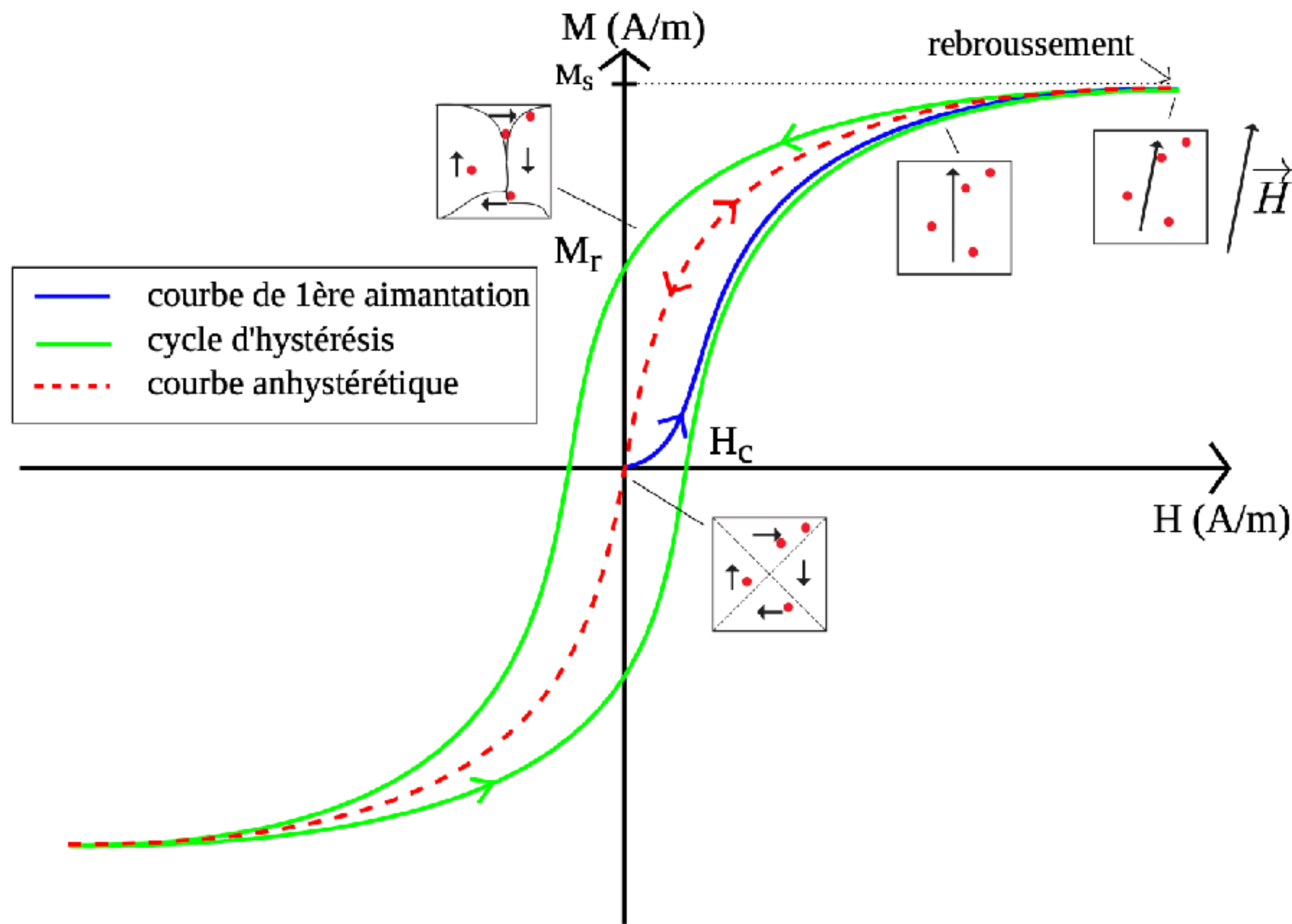
Permet d'obtenir un champ très fort avec de faibles courants.



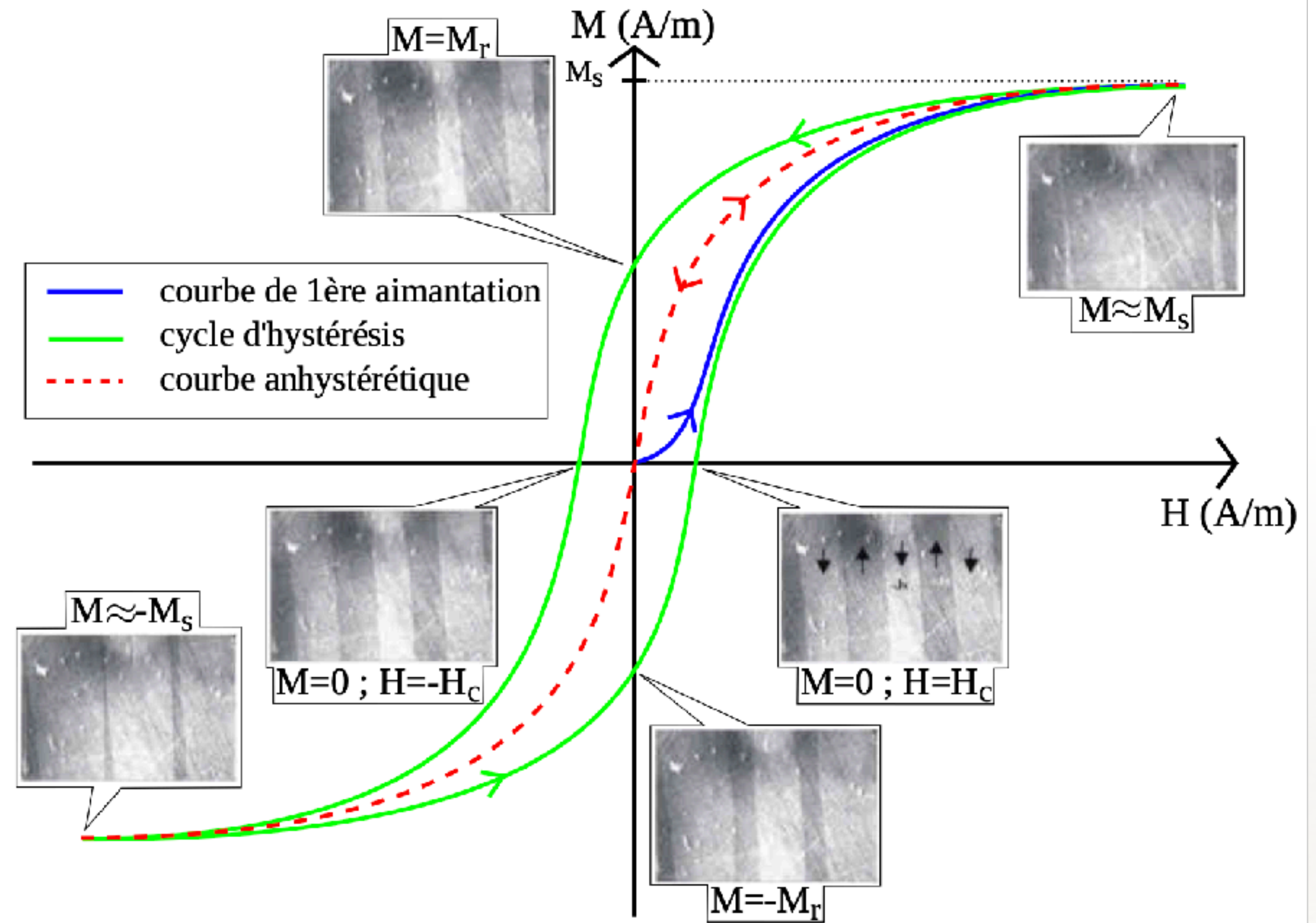
Domaine de Weiss



1. Matériaux ferromagnétiques doux : hystérésis et comportement magnéto-mécanique



(a) représentation schématique



(b) observation des domaines par effet Kerr
[Alves et Barrué, 2004]

IV - Circuits magnétiques

1 - Généralités : On nomme circuit magnétique le fait de canaliser les lignes de champ magnétique au sein du milieu. Ce champ est guidé par les courants qui lui ont donné naissance mais aussi par le matériaux ferromagnétique.

Exemple ci-contre : circuit torique

L'étude des circuits magnétiques s'appuie sur deux équations de Maxwell :

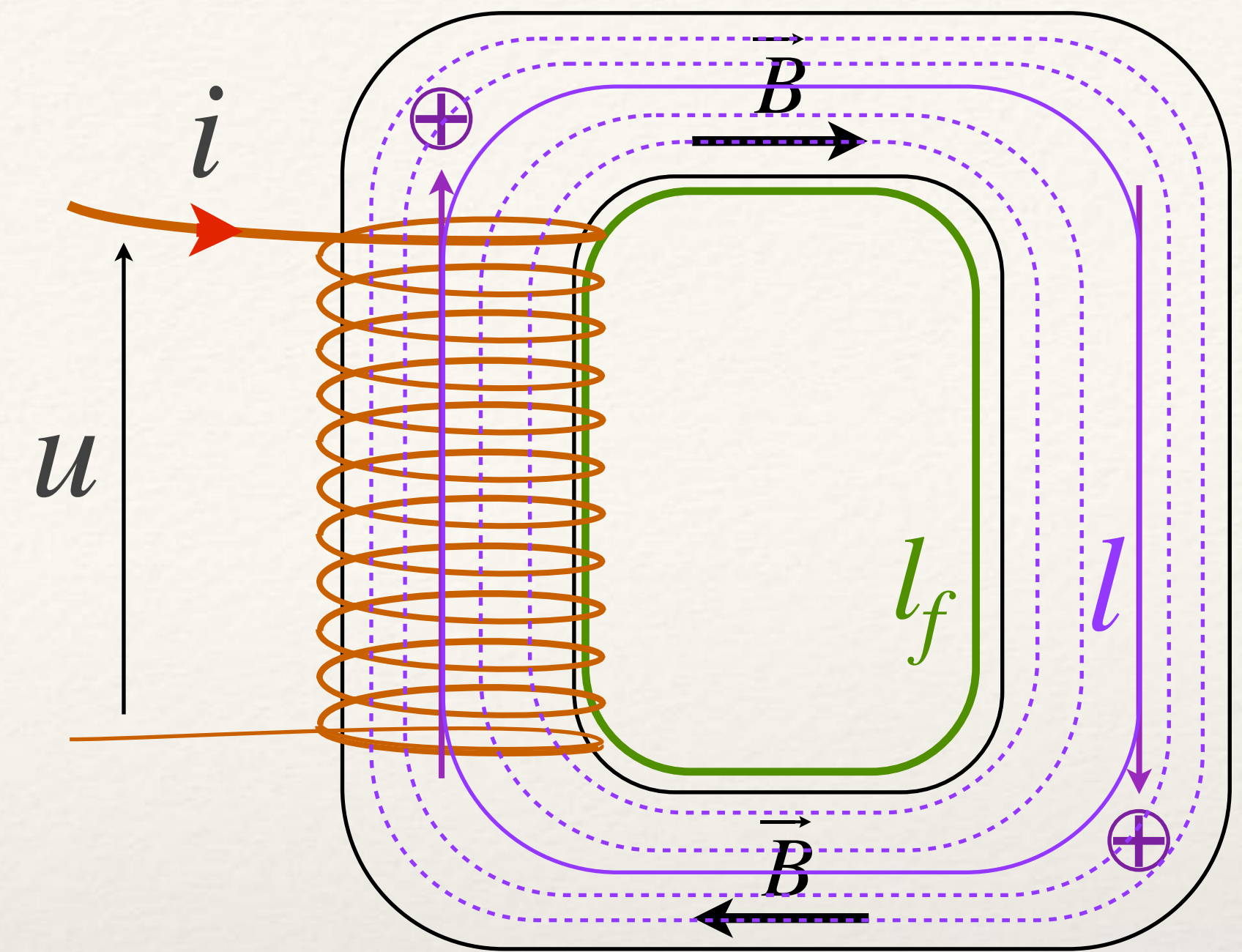
Maxwell-Thomson $Div(\vec{B}) = 0$ Le flux est de \vec{B} conservé !

Maxwell-Ampère $Rot(\vec{H}) = \vec{j}_{ext}$ Th. d'Ampère dans la matière.

2 - Canalisation des lignes de champ :

On considère une ligne de champ l dans le métal et une autre dite « ligne de fuite » l_f qui passe à l'extérieur.

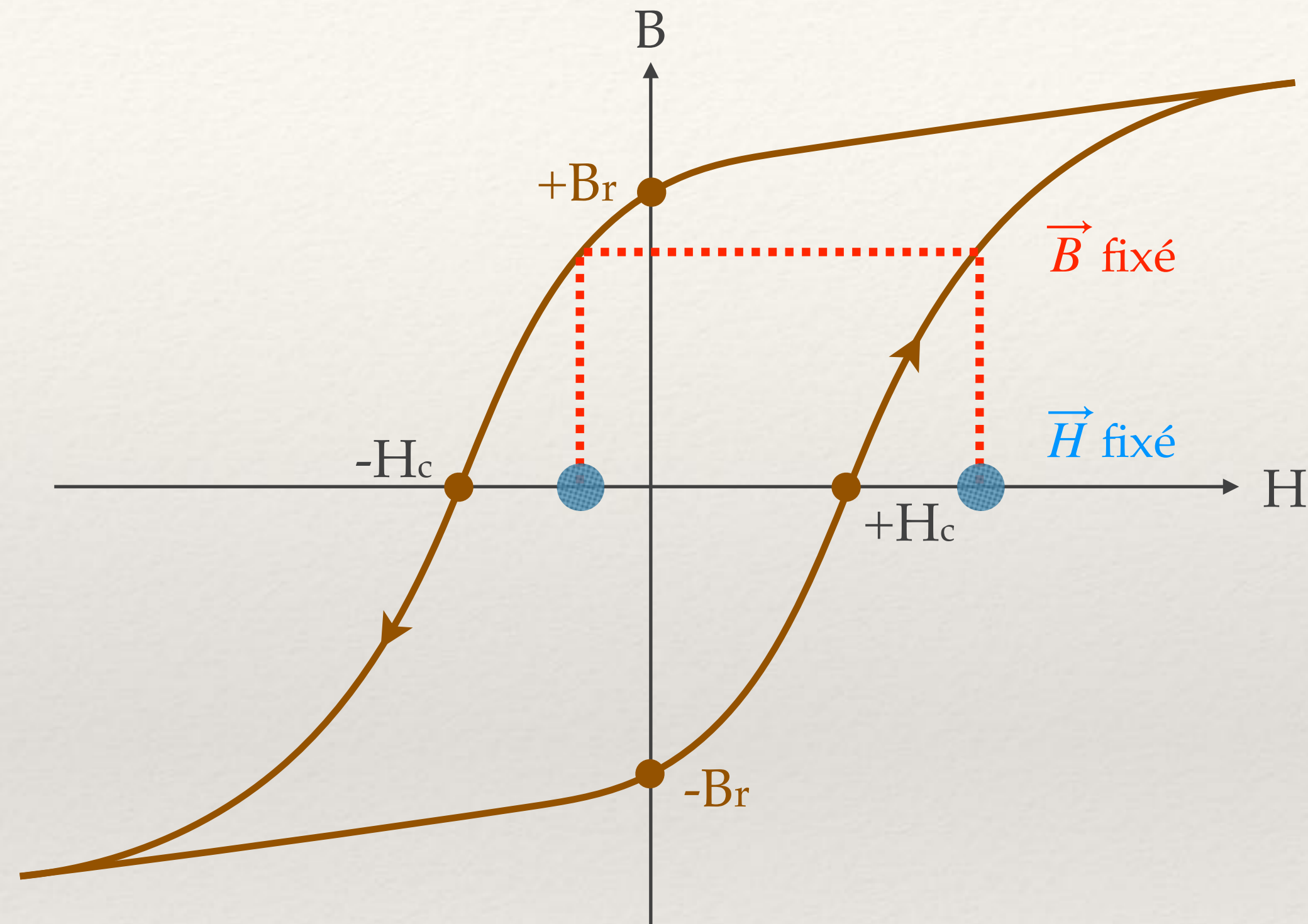
Ainsi comme les lignes de champ sont fortement parallèles, et s'écartent peu : on peut considérer que \vec{B} a la même norme sur toute sa ligne de champ. Cela provient de la conservation du flux : $Div(\vec{B}) = 0$. Or \vec{H} se déduit de \vec{B} de façon unique* et garde donc la même norme dès lors que l'on ne change pas de milieu. Le théorème d'Ampère nous permet de trouver H dans le métal et H_f dans l'air :



Conclusion : On pourra par la suite considérer que le champ \vec{B} est parfaitement canalisé dans un matériau de forte perméabilité relative μ_r

* \vec{H} se déduit de \vec{B} de façon unique* et garde donc la même norme dès lors que l'on ne change pas de milieu.

Cycle d'hystérésis quelconque :



- Par continuité de H sur sa ligne de champ il ne peut pas y avoir 2 valeurs de H différentes à un instant donné !
- Si B varie au cours du temps : H évolue aussi mais de la même façon sur toute sa ligne de champ

3 - Cas d'un entrefer : champ magnétique dans l'entrefer ?

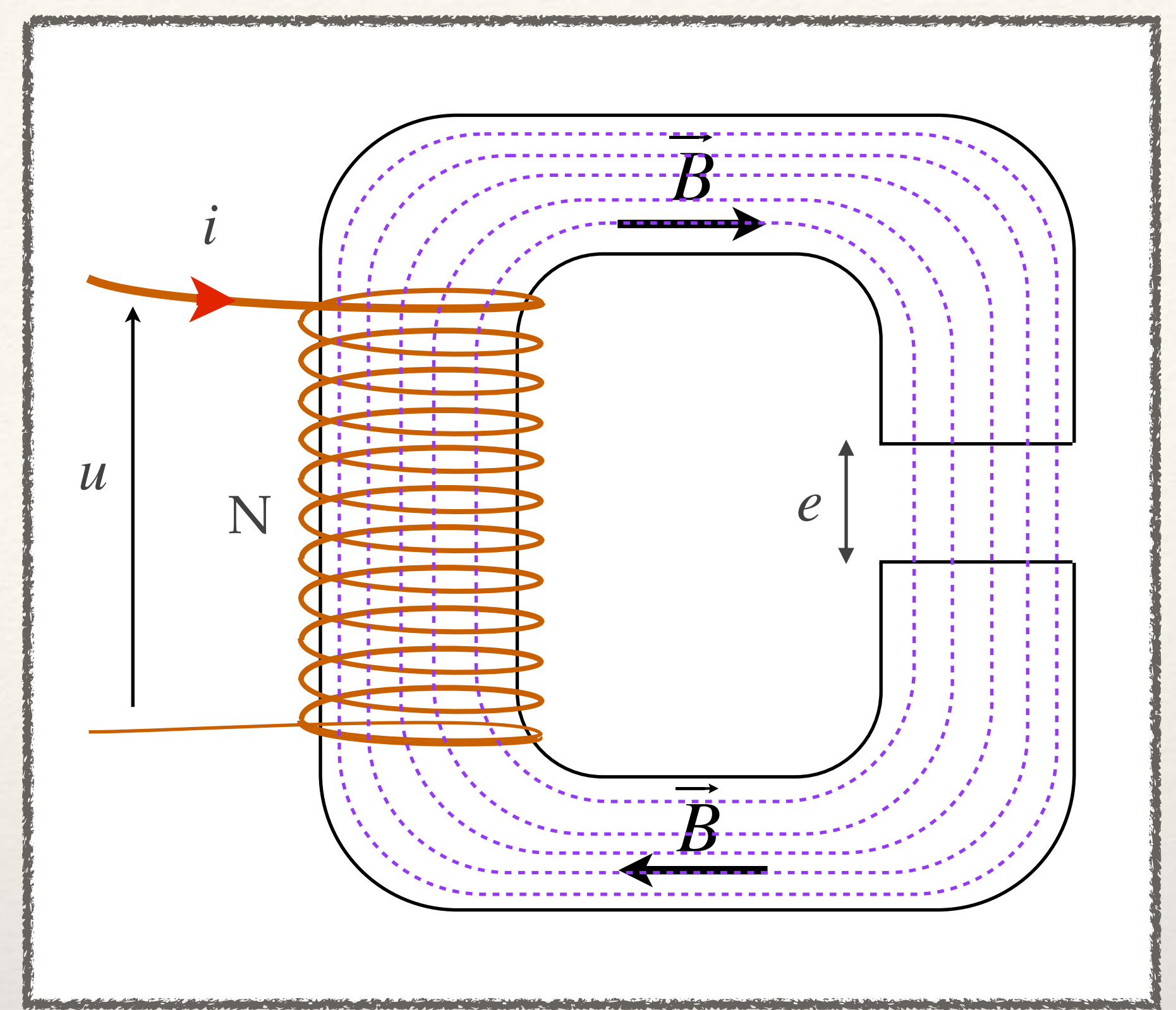
On considère cette fois un circuit magnétique possédant un entrefer, c-à-d qu'une portion du circuit n'a plus de métal, le champ passe dans l'air.

On note e l'épaisseur de l'entrefer et l_m la longueur de la ligne de champ dans le métal uniquement. H_m et B_m les champs dans le métal, H_e et B_e ceux dans l'air.

Conservation du flux :

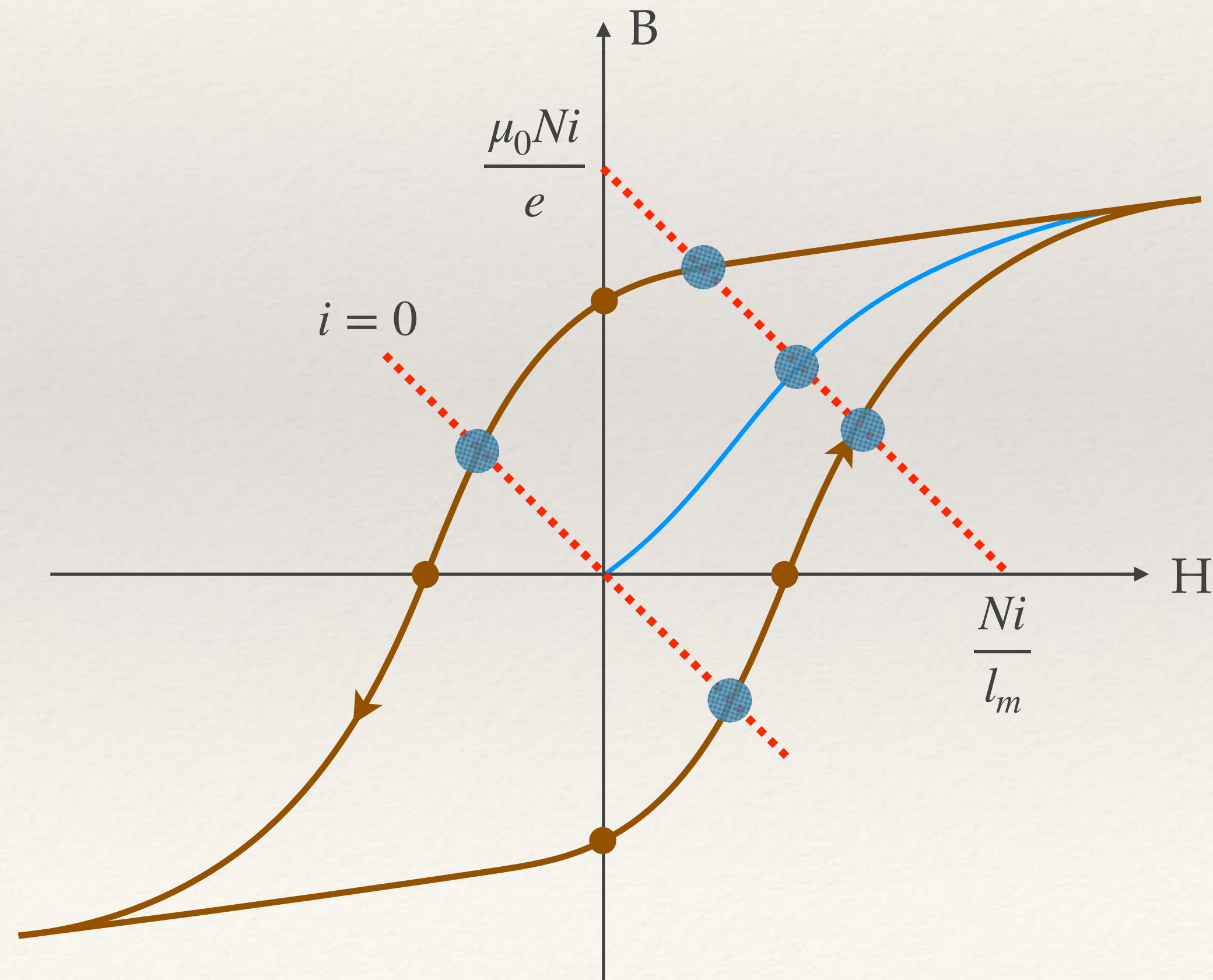
Th. d'Ampère :

Cas d'un milieu doux :



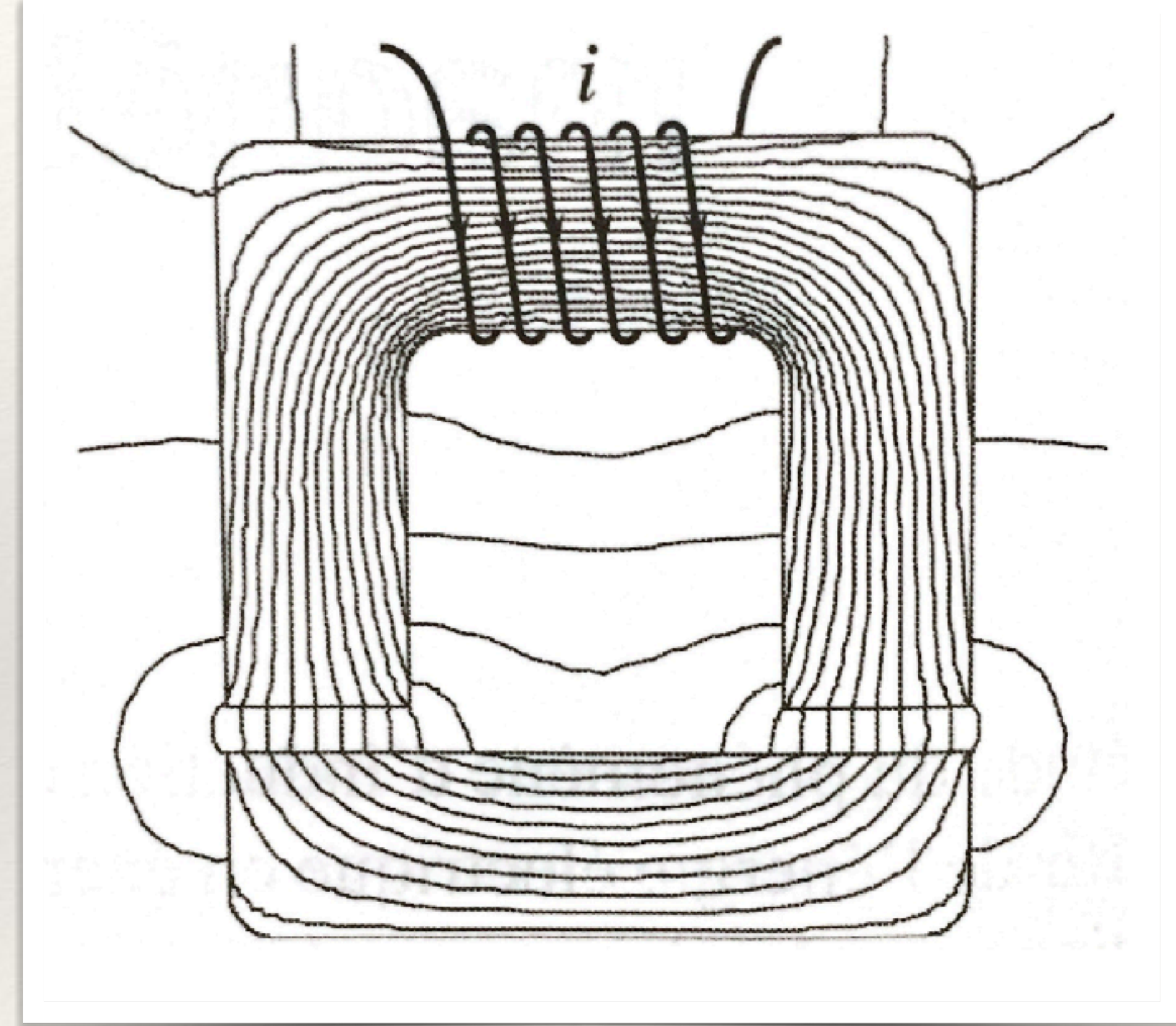
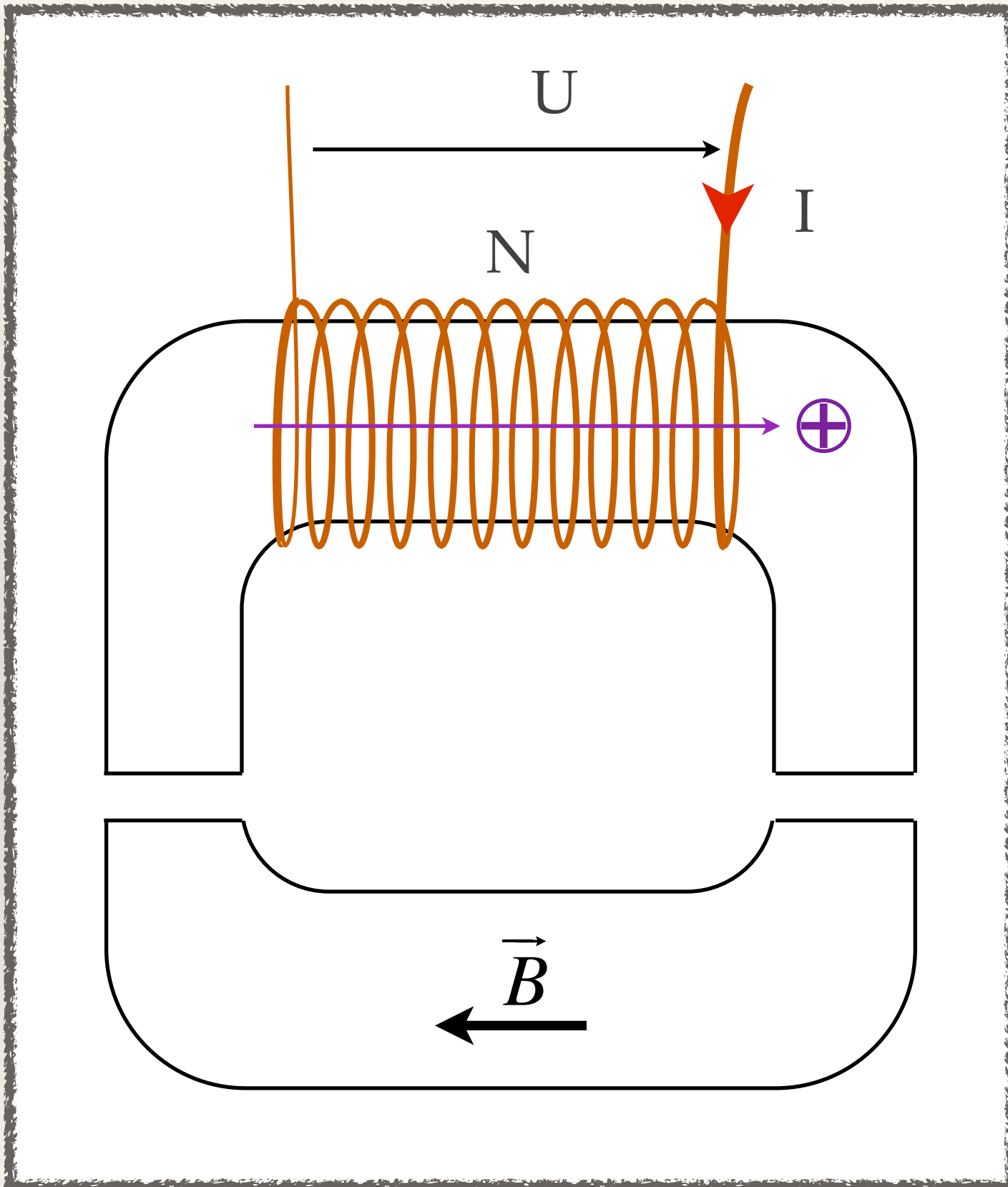
Cas d'un milieu dur :

Cycle d'hystérésis quelconque :



Les aimants de levage utilisent du fer doux

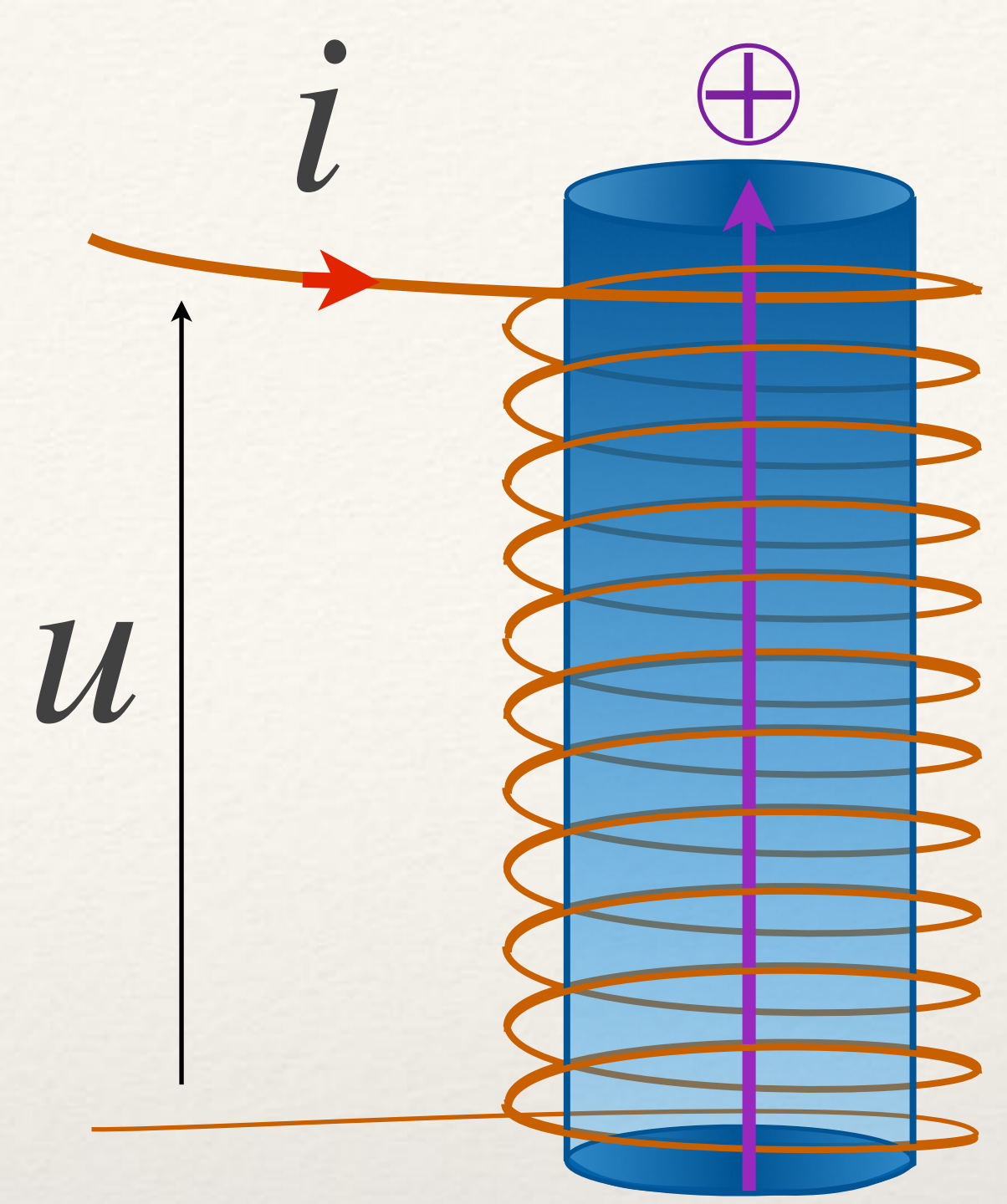
On peut ainsi générer un champ considérable avec un courant raisonnable
La forte perméabilité favorise la canalisation des lignes de champ.



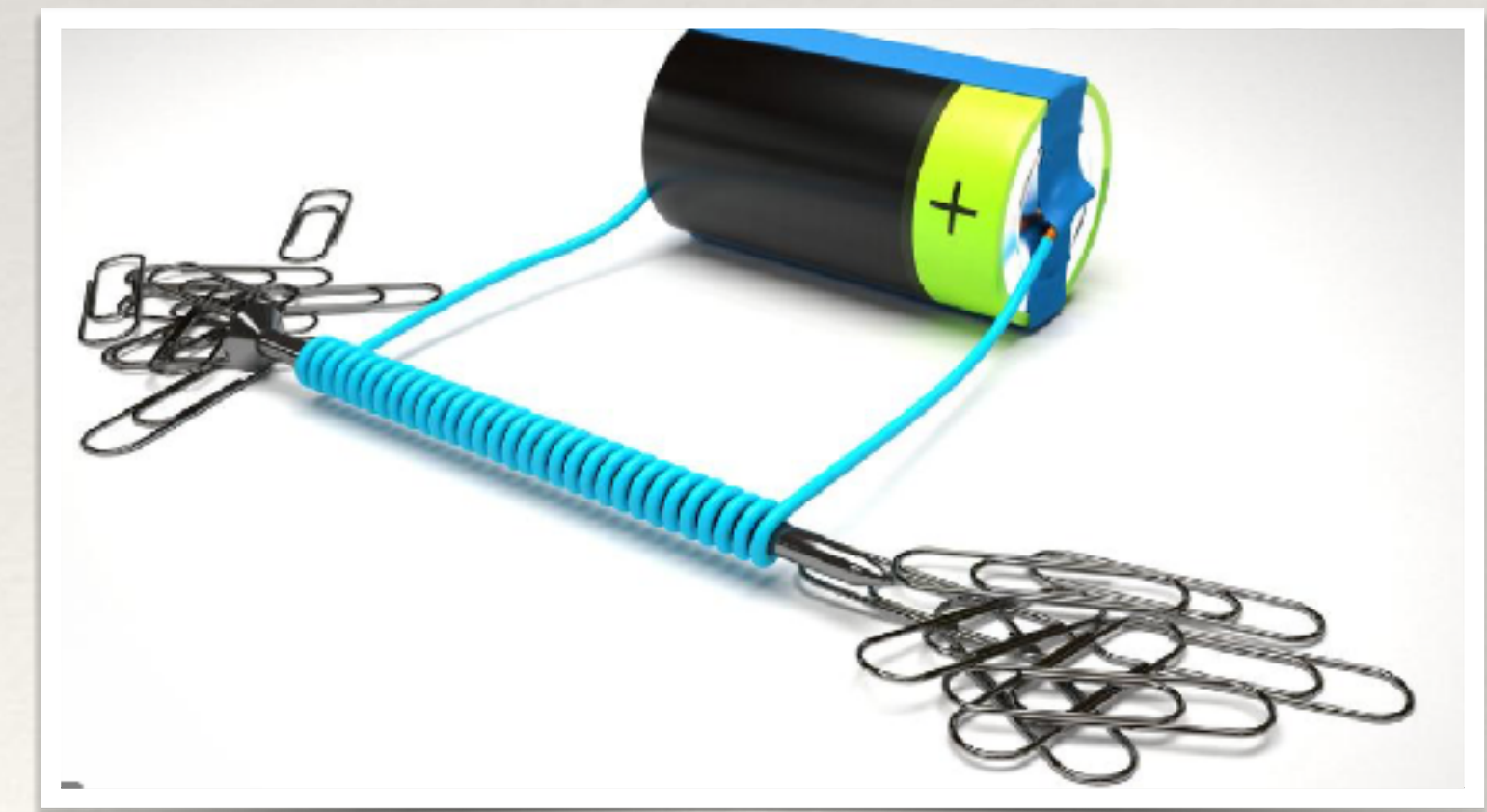
4 - Energie d'un circuit magnétique :

On considère une bobine à noyau de fer (μ_r) avec N spires de courant i une section S.

Inductance :



Amuses tes amis !



C'est aussi un électroaimant.

Energie :

Densité d'énergie : Le champ étant uniforme dans la bobine, sa densité d'énergie est homogène. On en déduit la densité d'énergie magnétique :

Généralisation : Calcul de l'énergie magnétique d'une distribution

5 - Pertes « fer » par hystérésis :

Connaissant la tension et le courant aux bornes d'une bobine, alimentant un milieu ferromagnétique, on peut ré-écrire la puissance reçue en fonction des champs B et H :

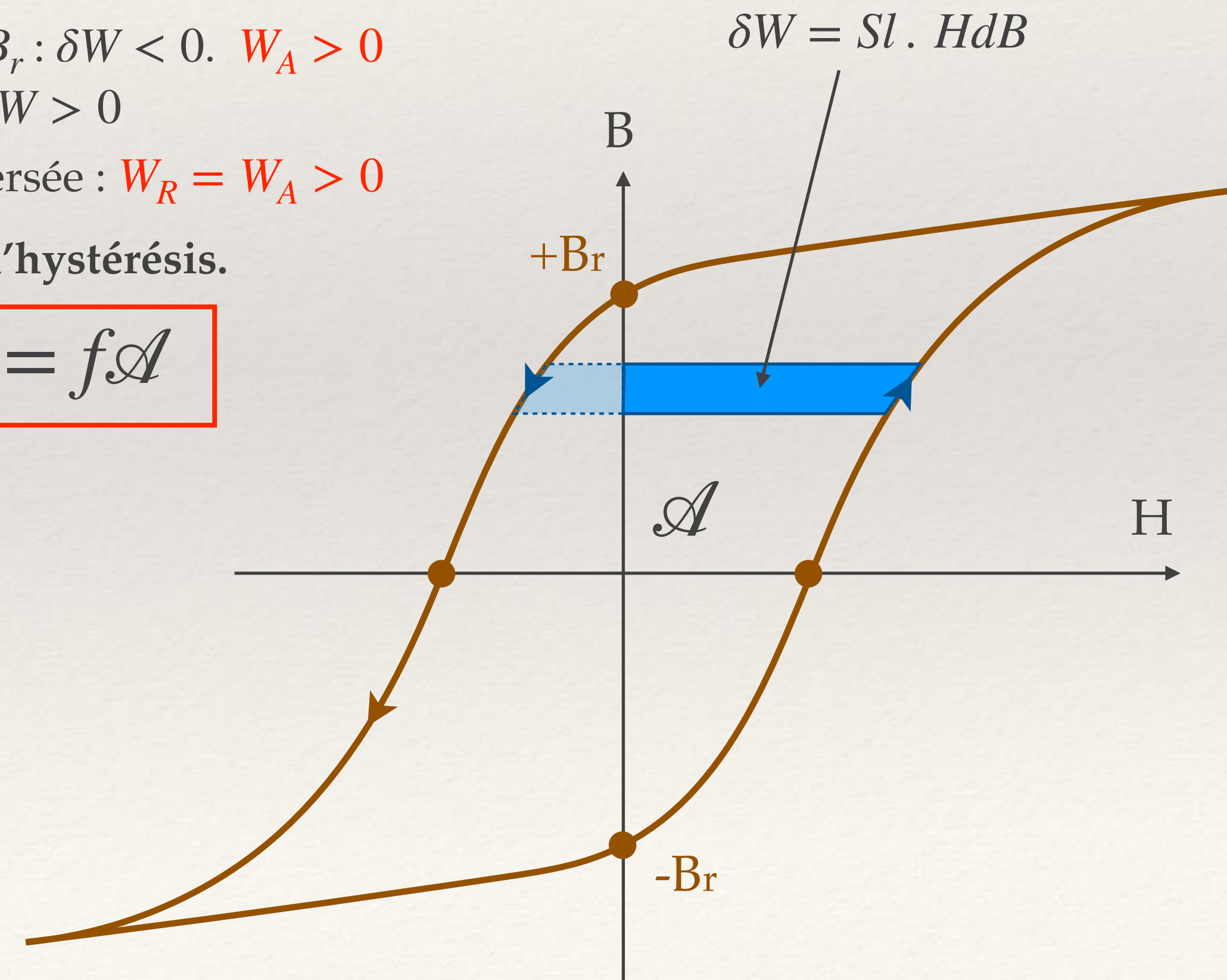
Puissance et travail reçus :

La puissance reçue sera fonction de la position sur le cycle d'hystérésis, le travail à accomplir n'est pas le même pour ré-orienter les dipôles selon l'orientation qu'ils ont déjà ou leur orientation naturelle dans le milieu.

- À l'aller : $-B_r \longrightarrow +B_r$ on donne du travail pour annuler puis augmenter l'aimantation $H > 0$ et $dB > 0 \Rightarrow \delta W > 0$
on récupère une petite partie de ce travail pour revenir à $+B_r$: $\delta W < 0$. $W_A > 0$
- Au retour : $+B_r \longrightarrow -B_r$ on donne à nouveau du travail car $H < 0$ mais $dB < 0 \Rightarrow \delta W > 0$
c'est exactement la même chose mais pour l'orientation inversée : $W_R = W_A > 0$

Le travail total est donc positif et vaut à un facteur près la surface balayée par le cycle d'hystérésis.

Propriété : la puissance volumique est égale à l'aire du cycle fois la fréquence : $\mathcal{P}_v = f\mathcal{A}$



6 - Pertes « fer » par courants de Foucault :

Ces pertes ont été étudiées dans le chapitre ARQS partie Induction. Elles sont la conséquence directe de l'équation de Maxwell-Faraday : dès lors que le champ magnétique est variable, il y a induction d'un courant dans le métal conducteur du ferromagnétique.

Pour limiter les pertes « fer » par courants de Foucault, on utilise un **ferromagnétique** :

- Formés de **feuilletés très fins et isolés** [épaisseur $e \sim 0.1\text{mm}$ et couche isolante $\Delta e \sim 0.01\text{ mm}$]
- juxtaposés **parallèlement aux lignes de champ**.
- Si possible de forte résistivité \Rightarrow ferromagnétique **peu** ou « pas » **conducteur**.

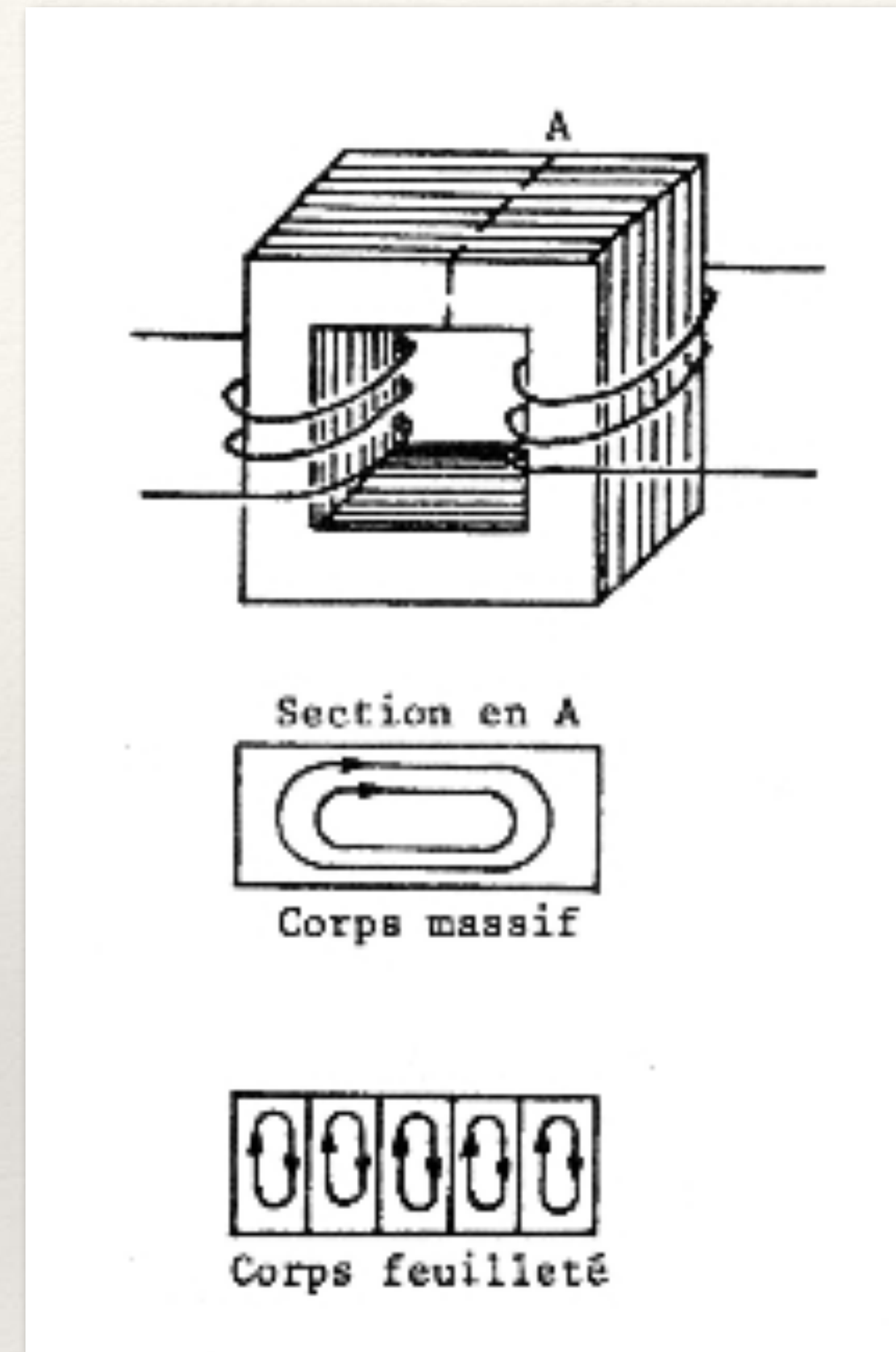
7 - Pertes « cuivre » par effet Joule :

Il s'agit simplement de la dissipation $P_R = Ri^2$ produite par tous les fils 🧶 généralement en cuivre qui alimentent nos circuits. Pour un fil de longueur l et section S et de conductivité γ : $R = \frac{l}{\gamma S}$

Or comme ce sont surtout des bobinages, et qu'il faut de la place pour l'enroulement, ils présentent :

- Une grande longueur $l \Rightarrow R \nearrow$
- Une faible section $S \Rightarrow R \nearrow$

On ne pourra pas toujours négliger ces pertes contrairement aux pertes fer.



CONCLUSION :

Les matériaux ferromagnétiques sont devenus et restent indispensables. On les rencontre dans les moteurs et les générateurs électriques, dans les transformateurs, les haut-parleurs (parce que l'on souhaite y avoir des champs magnétiques intenses qui engendrent des flux importants), mais aussi sur les disques durs informatiques, et des objets souples façon ticket de métro, bandes magnétiques, etc ...