

4 Étude macroscopique de l'aimantation

Plan de ce chapitre

I.	Le dipôle magnétique	68
I. 1.	Champ magnétique d'une spire	68
I. 2.	Topologie d'un champ magnétique dipolaire	70
I. 3.	Action d'un champ magnétique extérieur	72
II.	Le vecteur aimantation	73
II. 1.	Approche microscopique	73
II. 2.	Approche macroscopique	74
II. 3.	Équivalence entre aimantation et distribution de courant	75
III.	Aimantation induite	76
III. 1.	Paramagnétisme, diamagnétisme et ferromagnétisme	77
III. 2.	Susceptibilité magnétique et perméabilité magnétique	77
III. 3.	Le lien entre H et M pour les matériaux ferromagnétiques	78
IV.	Étude du champ magnétique terrestre	81
IV. 1.	Transition para-ferromagnétique	81
IV. 2.	Aimantation thermorémanente	82
V.	Exercices	85
VI.	Corrigé	87

Objectifs

- Connaître la notion de dipôle magnétique
- Connaître les différents types de magnétisme et la notion d'aimantation induite
- Connaître les équations qui contrôlent l'évolution spatiale du champ magnétique dans les milieux magnétiques
- Savoir décrire un cycle d'hystérésis et donner une explication microscopique à ce dernier

Introduction

Dans ce chapitre, nous allons étudier les propriétés magnétiques des matériaux en les abordant d'un point de vue macroscopique. Quelques rares matériaux sont capables de générer leur propre champ magnétique (les aimants par exemple). On dit alors qu'ils possèdent une **aimantation permanente**. La plupart du temps leurs propriétés magnétiques ne se manifestent que sous l'action d'un champ magnétique produit par une autre source (une boussole par exemple). Ils se mettent alors à produire un champ propre qui perturbe le champ dans lequel ils baignent initialement. On dit que ces matériaux possèdent une **aimantation induite**.

I. Le dipôle magnétique

Lorsqu'un observateur se trouve loin d'un circuit filiforme, il devient insensible aux caractéristiques géométriques de ce dernier. Le champ magnétique perçu par ce dernier ne dépendra plus de la taille de la spire ou de sa forme. La spire pourra alors être considéré comme un **dipôle magnétique**.

Dipôle magnétique :

Un dipôle magnétique est une source de champ magnétique (aimant ou circuit parcouru par un courant I) de dimension typique a vu de loin, c'est-à-dire depuis une distance $r \gg a$.

Remarque. De la même manière, deux particules portant une charge opposée peuvent être assimilées à grande distance à un dipôle électrique.

Nous allons voir que ce modèle est très utile lorsqu'il s'agit de décrire le comportement magnétique de la matière.

I. 1. Champ magnétique d'une spire

Pour illustrer le notion de dipôle magnétique, nous considérons maintenant une spire de rayon a parcourue par un courant I (voir Fig. 4.1). L'idée est de calculer une approximation du champ généré par cette spire à une distance $r \gg a$. On considère un point M situé dans le plan (O, e_y, e_z) et repéré par ses coordonnées polaire (r, θ) , où θ est l'angle entre e_y et e_r .

Le champ magnétique $d\mathbf{B}_p(M)$ généré par l'élément $d\mathbf{\ell}_p$ de la spire en M est obtenu grâce à loi de Biot et Savart

$$d\mathbf{B}_p(M) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I d\mathbf{\ell}_p \wedge \mathbf{PM}}{PM^3}.$$

Dans la base $(0, e_x, e_y, e_z)$, $d\mathbf{\ell}_p = a d\psi (-\sin \psi e_x + \cos \psi e_y)$ et

$$\mathbf{PM} = \mathbf{PO} + \mathbf{OM} = -a \cos \psi e_x + (r \sin \theta - a \sin \psi) e_y + r \cos \theta e_z.$$

Il ne nous reste plus qu'à exprimer PM^3 . Nous allons nous servir du fait que $r \gg a$ pour

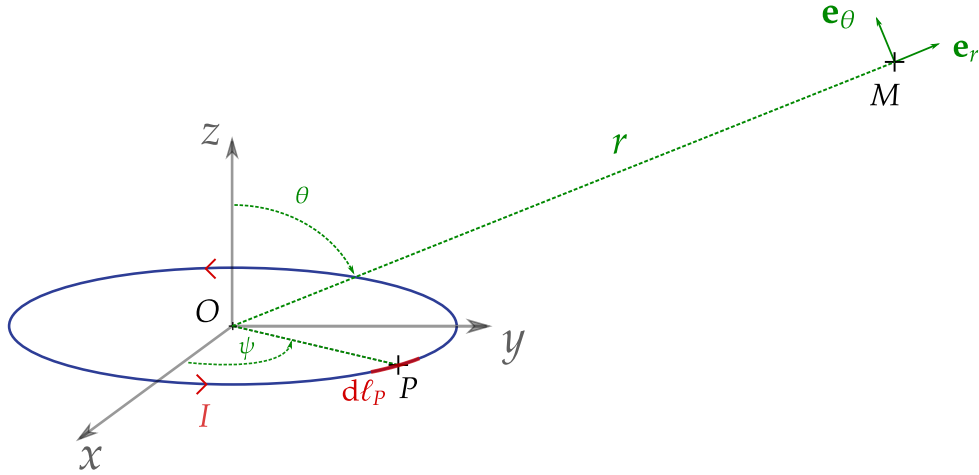


FIGURE 4.1

obtenir une expression approchée de PM^3 en réalisant un développement limité. On a alors

$$PM^3 = \left[a^2 \cos^2 \psi + (r \sin \theta - a \sin \psi)^2 + r^2 \cos^2 \theta \right]^{3/2} = r^3 \left[1 - 2 \sin \theta \sin \psi \frac{a}{r} + \frac{a^2}{r^2} \right]^{3/2}.$$

Comme $r \gg a$, on peut alors réaliser un développement limité à l'ordre 1 pour obtenir l'expression de PM^{-3}

$$PM^{-3} = r^{-3} \left[1 + \frac{3a \sin \theta \sin \psi}{r} + o\left(\frac{a}{r}\right) \right] \approx r^{-3} \left(1 + \frac{3a \sin \theta \sin \psi}{r} \right)$$

Cette expression nous montre que PM^3 est égale à OM^3 à des termes en a/r près. L'approximation dipolaire conduit à considérer que le point P et le point O sont quasiment confondus pour l'observateur en M . Finalement, le champ magnétique $\mathbf{B}(M)$ généré par la spire en M s'écrit

$$\mathbf{B}(M) \approx \frac{\mu_0 I a}{4\pi r^3} \int_0^{2\pi} \left(1 + \frac{3a \sin \theta \sin \psi}{r} \right) [r \cos \psi \sin \theta \mathbf{e}_x - r \sin \psi \cos \theta \mathbf{e}_y + (a - r \sin \theta \sin \psi) \mathbf{e}_z] d\psi.$$

On commence par calculer l'intégrale qui va nous permettre d'obtenir la composante selon \mathbf{e}_x du champ magnétique. Cela donne

$$\int_0^{2\pi} \left(1 + \frac{3a \sin \theta \sin \psi}{r} \right) \cos \psi d\psi = \left[\sin \psi + \frac{3a \sin \theta \sin^2 \psi}{2r} \right]_0^{2\pi} = 0.$$

La composante selon \mathbf{e}_y est obtenue en calculant l'intégrale

$$\int_0^{2\pi} \left(1 + \frac{3a \sin \theta \sin \psi}{r} \right) \sin \psi d\psi = \left[-\cos \psi + \frac{3a \sin \theta}{r} \left(\frac{\psi}{2} - \frac{\sin(2\psi)}{4} \right) \right]_0^{2\pi} = \frac{3\pi a \sin \theta}{r}.$$

Finalement, on obtient la composante selon e_z en calculant

$$\begin{aligned} \int_0^{2\pi} \left(1 + \frac{3a \sin \theta \sin \psi}{r} \right) (a - r \sin \theta \sin \psi) d\psi &= \left[a\psi + r \sin \theta \sin \psi - \frac{3a^2 \sin \theta \cos \psi}{r} \right]_0^{2\pi} \\ &\quad - \left[3a \sin^2 \theta \left(\frac{\psi}{2} - \frac{\sin(2\psi)}{4} \right) \right]_0^{2\pi} \\ &= 2\pi a - 3\pi a \sin^2 \theta. \end{aligned}$$

Après ce calcul fastidieux on aboutit enfin à l'expression du champ magnétique $B(M)$

$$B(M) = \frac{\mu_0 I \pi a^2}{4\pi r^3} \left[3 \cos \theta \sin \theta e_y + (2 - 3 \sin^2 \theta) e_z \right].$$

Dans les deux composantes non nulles du champ magnétique, on voit apparaître la surface de spire πa^2 . On définit alors le moment dipolaire m de la spire $m = \pi a^2 I e_z$ où $\pi a^2 e_z$ est le vecteur surface de la spire orienté par le sens du courant. Finalement, on aboutit à l'expression du champ magnétique dans le repère polaire

$$B(M) = \frac{\mu_0 m}{4\pi r^3} [2 \cos \theta e_r - \sin \theta e_\theta] \quad (4.1)$$

Moment magnétique :

Soit un circuit filiforme parcourue par un courant I et ayant un vecteur surface S orienté grâce au sens du courant. On définit le moment magnétique m du circuit par

$$m = IS.$$

Le moment magnétique s'exprime donc en $A \cdot m^2$.

Dans l'approximation dipolaire, le champ magnétique B créé au point M de coordonnées (r, θ) , dans le repère polaire centré sur le circuit, est approximativement

$$B(M) = \frac{\mu_0 m}{4\pi r^3} [2 \cos \theta e_r - \sin \theta e_\theta] = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{3(m \cdot e_r)e_r - m}{r^3}$$

I. 2. Topologie d'un champ magnétique dipolaire

On cherche maintenant à décrire la topologie d'un champ magnétique dipolaire. Pour ce faire, on détermine l'équation de ses lignes de champs.

On considère un moment magnétique m colinéaire à e_z . On se place dans un repère sphérique $(O, e_r, e_\theta, e_\varphi)$ centré sur m (voir Fig. 4.2).

Le système présentant une symétrie de révolution, nous nous plaçons ici dans un plan méridional, ce qui nous permet d'ignorer la coordonnée φ . Un point M de l'espace est donc repéré par ses coordonnées (r, θ) . L'équation des lignes de champ est obtenue en écrivant qu'en tout point M , l'élément de ligne $d\ell$ centré en M vérifie

$$B(M) \wedge d\ell = 0 \iff \frac{dr}{B_r} = \frac{rd\theta}{B_\theta} \iff \frac{dr}{2 \cos \theta} = \frac{rd\theta}{\sin \theta} \iff \boxed{r = r_0 \sin^2 \theta,}$$

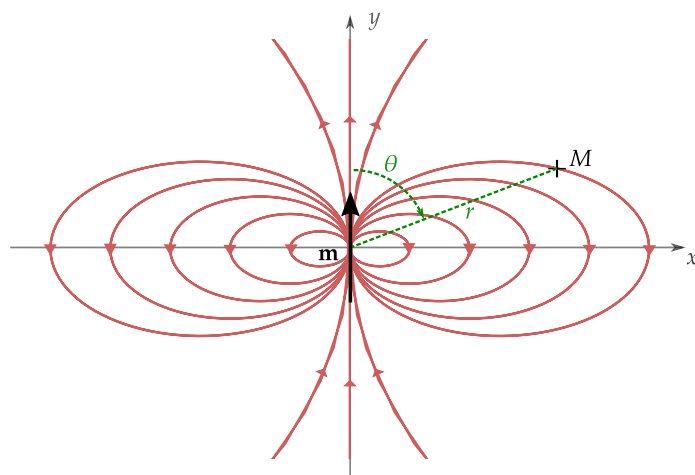


FIGURE 4.2 – Champ magnétique généré par un moment dipolaire magnétique. Les lignes rouges représentent les lignes de ce champ.

où B_r et B_θ sont respectivement les composantes de \mathbf{B} selon \mathbf{e}_r et \mathbf{e}_θ et r_0 le rayon de la ligne de champ en $\theta = \frac{\pi}{2}$. Ces lignes sont représentées en rouge sur la figure 4.2. Sur cette figure, l'orientation de \mathbf{m} définit les pôles Nord et Sud de la spire.

Remarque. L'étude des lignes de champ dans un repère 2D suffit ici car le système présente une symétrie de révolution autour de l'axe z .

Pôles magnétiques :

Les lignes de champ magnétique quittent le pôle Nord et reviennent par le pôle Sud.

Exemple 1

Le dipôle magnétique est un modèle puissant qui permet de décrire le comportement d'objets micro et macroscopiques. On peut donner deux exemples de dipôle magnétique

Le champ magnétique terrestre : Le champ magnétique terrestre résulte des déplacements du fluide conducteur qui compose la partie externe du noyau de la Terre. En première approximation, on peut assimiler la Terre à un dipôle magnétique $m = 8.3 \times 10^{22} \text{ A} \cdot \text{m}^2$ placé au centre de cette dernière (voir Fig. 4.3) et présentant un angle de 11° avec l'axe de rotation. Il en résulte un champ magnétique dont l'amplitude atteint $50 \mu\text{T}$ à la surface. Attention, le pôle Nord magnétique correspond en fait au pôle Sud d'un moment magnétique !

Le magnéton de Bohr : Le modèle planétaire de l'atome d'hydrogène, vu dans le Chapitre 1, a été proposé par Bohr et permet d'expliquer en partie le magnétisme de la matière. Dans ce modèle, l'électron décrit une trajectoire circulaire autour du noyau. Ce système peut alors être considéré comme une spire de courant de rayon $r_0 = 52.9 \text{ pm}$ et de moment magnétique

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} \approx 9.27 \times 10^{-24} \text{ A} \cdot \text{m}^2,$$

où m_e est la masse d'un électron, e sa charge en valeur absolue et $\hbar \approx 1.05 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$ la constante de Planck réduite.

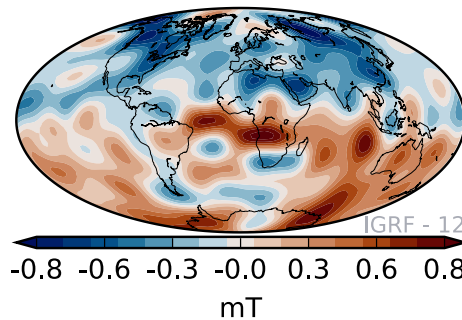


FIGURE 4.3 – Composante radiale du champ géomagnétique à la frontière noyau-manteau d'après le International Geomagnetic Reference Field (IGRF). Les lignes de champ sortent du pôle Sud et rentrent dans le pôle Nord.

I. 3. Action d'un champ magnétique extérieur

Il s'avère qu'un dipôle magnétique m plongé dans un champ magnétique extérieur B subit de la part de ce champ une action mécanique sous la forme d'un couple Γ

Action d'un champ magnétique sur un dipôle magnétique :

Soit un dipôle magnétique \mathbf{m} plongé dans un champ magnétique \mathbf{B} . Le champ magnétique va exercer un couple $\mathbf{\Gamma}$ sur le dipôle tel que

$$\mathbf{\Gamma} = \mathbf{m} \wedge \mathbf{B}, \quad (4.2)$$

dont nous admettrons l'expression.

L'énergie d'interaction E entre un moment dipolaire \mathbf{m} et un champ magnétique \mathbf{B} s'écrit

$$E = -\mathbf{m} \cdot \mathbf{B}.$$

Pour illustrer cette interaction, nous allons considérer le cas d'une boussole placée dans le champ magnétique terrestre orienté selon \mathbf{e}_y (voir Fig. 4.4). Initialement, l'axe de cette

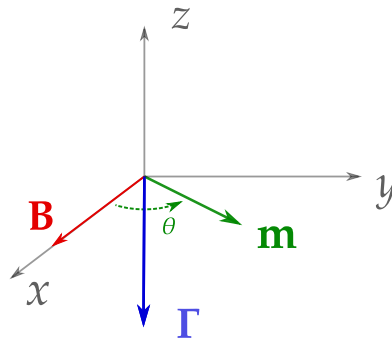


FIGURE 4.4 – Action d'un champ magnétique \mathbf{B} sur un dipôle magnétique \mathbf{m} .

boussole présente un axe θ avec le champ magnétique. Ce dernier va alors exercer un couple $\mathbf{\Gamma}$ sur l'aiguille de la boussole tel

$$\mathbf{\Gamma} = -mB \sin \theta \mathbf{e}_z. \quad (4.3)$$

Ce couple va alors avoir pour action d'aligner \mathbf{m} avec \mathbf{B} .

II. Le vecteur aimantation

Nous allons maintenant voir comment le modèle du dipôle magnétique va nous permettre de décrire les propriétés magnétiques d'un milieu via son aimantation. Nous allons notamment nous concentrer sur le lien qu'il existe entre l'aimantation et le champ magnétique.

II. 1. Approche microscopique

Certains milieux matériels, tels que les aimants, sont capables de générer des champs magnétiques importants. Ampère suggéra alors que ces champs magnétiques étaient créés par des spires microscopiques liées à la structure du matériau. En réalité, les propriétés magnétiques d'un matériau découlent de l'existence de dipôles magnétiques atomiques qui proviennent

- d'une part du moment magnétique orbitale résultant du mouvement des électrons autour du noyau. Nous avons d'ailleurs calculé la valeur de ce moment pour l'atome d'hydrogène dans son état fondamental.
- et d'autre part du spin des électrons et des nucléons, ce dernier étant un moment magnétique intrinsèque à une particule.

Malheureusement, l'étude de l'aimantation microscopique est complexe et nécessite de faire appelle à une théorie quantique de la matière, ce qui sort totalement du cadre de ce cours. Nous nous limiterons donc ici à une approche macroscopique de la matière aimantée.

II. 2. Approche macroscopique

Pour éviter de devoir nous plonger dans une théorie quantique de la matière, nous allons donc changer d'échelle, en ne regardant plus la matière à l'échelle atomique mais à une échelle plus élevée. Imaginons que nous voulions décrire les propriétés magnétiques d'un milieu occupant un volume \mathcal{V} de l'espace (voir Fig. 4.5). Pour ce faire, nous allons découper ce volume en N volumes macroscopiques $\{dV_i\}_{i \in \llbracket 1, N \rrbracket}$, centrés au point $\{P_i\}_{i \in \llbracket 1, N \rrbracket}$, tels que

$$\mathcal{V} = \sum_{i=1}^N dV_i.$$

Ces volumes doivent être assez grands pour contenir un grand nombre d'atomes mais pas trop grands pour éviter que les propriétés physiques à l'intérieur de ce dernier ne varient trop. Le moment magnétique \mathbf{dm}_i de chaque volume dV_i s'obtient alors en sommant la contribution de chaque atome

$$\mathbf{dm}_i = \sum_j \mathcal{M}_j,$$

où \mathcal{M}_j est le moment magnétique du j -ème atome contenue dans le volume dV_i . Si ce volume est assez grand devant les dimensions atomiques, on peut alors introduire une densité volumique de moment dipolaire \mathbf{M} telle que

$$\mathbf{dm}_i = \mathbf{M}(P_i)dV_i.$$

\mathbf{M} est aussi appelé le vecteur aimantation ou l'aimantation du milieu.

Vecteur aimantation :

Soit un petit élément de volume dV d'un domaine magnétique \mathcal{V} . Ce volume centré en un point P de l'espace possède un moment dipolaire \mathbf{dm} tel que

$$\mathbf{dm} = \mathbf{M}(P)dV, \quad (4.4)$$

où $\mathbf{M}(P)$ est la densité volumique de moment dipolaire en P . \mathbf{M} est donc un champ vectoriel qu'on appelle aussi vecteur aimantation ou aimantation. Il s'exprime en $A \cdot m^{-1}$.

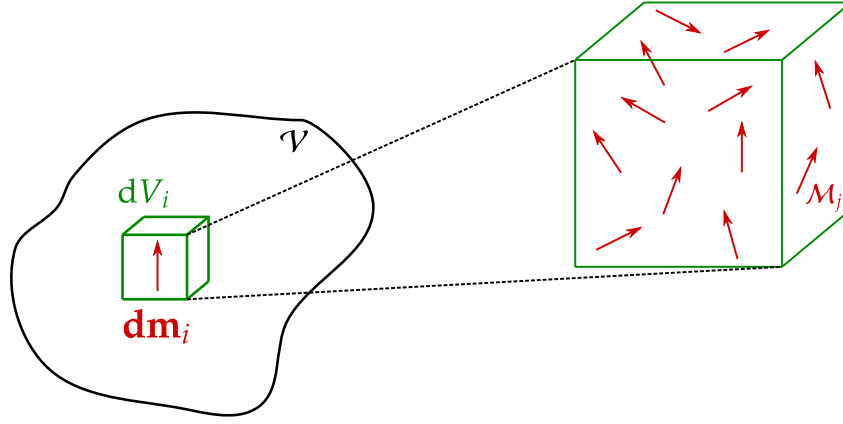


FIGURE 4.5 – Découpage d'un volume \mathcal{V} en volume macroscopique dV_i . Chaque volume dV_i possède un moment magnétique \mathbf{dm}_i qui résulte de la superposition des moments magnétiques \mathbf{M}_j des atomes qui le composent.

La valeur de ce champ vectoriel au point P_i est obtenue en réalisant une moyenne spatiale des moments dipolaires atomiques inclus dans dV_i

$$\mathbf{M}(P_i) = \frac{\sum_j \mathbf{M}_j}{dV_i}.$$

II. 3. Équivalence entre aimantation et distribution de courant

À l'échelle macroscopique, il est possible de montrer que rien ne distingue un champ magnétique dû à des dipôles magnétiques d'un champ généré par une distribution de courant. La distribution d'aimantation peut alors être remplacé par une distribution de courant équivalente.

Soit un volume \mathcal{V} délimité par une surface \mathcal{S} et possédant une aimantation \mathbf{M} . Le champ magnétique généré par ce volume est équivalent à celui que produirait une distribution de courant caractérisée par

- une densité volumique de courant \mathbf{j} à l'intérieur de \mathcal{V} telle que

$$\mathbf{j} = \text{rot } \mathbf{M}. \quad (4.5)$$

- une densité surfacique de courant \mathbf{j}_s sur la surface \mathcal{S} telle que

$$\mathbf{j}_s = \mathbf{M} \wedge \mathbf{n}, \quad (4.6)$$

où \mathbf{n} est le vecteur unitaire normal à \mathcal{S} et dirigé vers l'extérieur de \mathcal{V} .

En nous appuyant sur cette équivalence, on aboutit alors à une nouvelle forme de l'équation de Maxwell-Ampère.

Champ magnétique et aimantation :

Soit un domaine magnétique présentant une aimantation \mathbf{M} . En l'absence de courant électrique, le champ \mathbf{B} à l'intérieur du domaine vérifie alors la relation

$$\text{rot } \mathbf{B} = \mu_0 \text{rot } \mathbf{M}. \quad (4.7)$$

La plupart du temps, à ce champ magnétique créé par l'aimantation \mathbf{M} vient se superposer un champ magnétique généré par une densité volumique de courant \mathbf{j} . Le champ total \mathbf{B} vérifie alors

$$\text{rot } \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j} + \mu_0 \text{rot } \mathbf{M} \iff \text{rot } \left(\frac{\mathbf{B}}{\mu_0} - \mathbf{M} \right) = \mathbf{j}. \quad (4.8)$$

Il est alors commode dans ce cas de définir le vecteur excitation magnétique \mathbf{H} .

Vecteur excitation magnétique :

Soit un domaine aimanté \mathcal{D} caractérisé par une aimantation \mathbf{M} et une densité volumique de courant \mathbf{j} qui résulte d'un mouvement de porteurs de charge. Le champ magnétique \mathbf{B} à l'intérieur du domaine vérifie alors

$$\text{rot } \left(\frac{\mathbf{B}}{\mu_0} - \mathbf{M} \right) = \mu_0 \mathbf{j} \quad \text{et} \quad \text{div } \mathbf{B} = 0.$$

On définit alors le vecteur excitation magnétique \mathbf{H} tel que

$$\mathbf{H} = \frac{\mathbf{B}}{\mu_0} - \mathbf{M}. \quad (4.9)$$

\mathbf{H} a la même dimensionnalité que \mathbf{M} . Il s'exprime donc en $\text{A} \cdot \text{m}^{-1}$.

L'introduction du vecteur d'excitation magnétique \mathbf{H} permet d'aboutir à une nouvelle forme des équations de la magnétostatique.

Équation de la magnétostatique et milieux aimantés :

Soit un domaine aimanté \mathcal{D} caractérisé par une aimantation \mathbf{M} et une densité volumique de courant \mathbf{j} qui résulte du mouvement des porteurs de charge. Le champ magnétique \mathbf{B} et l'excitation magnétique \mathbf{H} vérifient alors

$$\text{div } \mathbf{B} = 0, \quad \text{rot } \mathbf{H} = \mathbf{j} \quad \text{avec} \quad \mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{H} + \mathbf{M}). \quad (4.10)$$

Sous forme intégrale, ces égalités deviennent

$$\oiint_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} = 0 \quad \text{et} \quad \oint_C \mathbf{H} \cdot d\boldsymbol{\ell} = I, \quad (4.11)$$

où I est le courant enlacé par le contour fermé C .

III. Aimantation induite

Contrairement aux aimants, la plupart des matériaux ne possèdent pas d'aimantation permanente. En revanche, sous l'action d'un champ magnétique extérieur, ces derniers vont acquérir une aimantation \mathbf{M} qui est alors qualifiée **d'aimantation induite**. L'aimantation du matériau en un point est alors une fonction du champ magnétique totale \mathbf{B} en ce

point. La relation qui lie B à M est alors caractéristique du matériau considéré. Elle décrit la réponse de ce dernier à un champ magnétique externe. Cette relation constitue découle le plus souvent de résultats expérimentaux.

III. 1. Paramagnétisme, diamagnétisme et ferromagnétisme

Concernant l'aimantation induite, on distingue alors deux grandes classes de matériaux

- Dans la plupart des cas, l'aimantation M découlant du champ magnétique B est faible. Le champ magnétique induit par cette aimantation est donc négligeable devant le champ magnétique imposé. L'aimantation induite peut être dans le même sens que le champ imposé, on parle alors de **paramagnétisme**, ou dans le sens opposé, on parle alors de **diamagnétisme**.
- En revanche, pour certains matériaux, l'aimantation induite va profondément modifier la structure du champ dans lequel elle se trouve. La relation liant le champ magnétique totale à l'aimantation devient alors complexe. On distingue dans cette catégorie les matériaux **ferromagnétiques**, **ferrimagnétiques** et **antiferromagnétiques**. Nous ne considérerons pas le cas des matériaux antiferromagnétiques dans ce cours.

Les ferrimagnétiques diffèrent des ferromagnétiques par la manière dont les moments dipolaires atomiques s'alignent avec le champ magnétique externe. Néanmoins, ils réagissent macroscopiquement de la même manière à un champ magnétique externe. Nous ne ferons donc pas la distinction entre les deux et parlerons uniquement de ferromagnétisme.

Exemple 2

Le fer à température ambiante est un exemple de matériau ferromagnétique. L'hélium à température ambiante est un gaz diamagnétique et le lithium est quant à lui un métal paramagnétique.

III. 2. Susceptibilité magnétique et perméabilité magnétique

Expérimentalement, on constate que dans les matériaux para- et diamagnétiques l'aimantation M évolue linéairement avec le champ magnétique imposé B . On définit alors

un coefficient de proportionnalité entre l'aimantation M et l'excitation magnétique H .

Susceptibilité et perméabilité magnétique :

Soit un matériau paramagnétique ou diamagnétique plongé dans un champ magnétique B . Le champ magnétique induit une aimantation M dans le matériau qui vérifie la relation

$$M = \chi_m H, \quad (4.12)$$

où H est l'excitation magnétique et χ_m est un nombre sans dimension appelée la **susceptibilité magnétique**. La susceptibilité dépend du matériau considéré. Le tableau ci-dessous donne la susceptibilité de métaux et minéraux usuels à température ambiante. Elle est positive pour les matériaux paramagnétiques et négative pour les matériaux diamagnétiques. Pour ces matériaux, l'aimantation redevient nulle lorsque H est nul.

Matériau	Susceptibilité magnétique
Quartz	-1.5×10^{-5}
Eau	-1.2×10^{-5}
Grès	$10^{-5} - 10^{-2}$

On déduit alors l'expression qui lie le champ magnétique B à l'excitation magnétique H

$$B = \mu_0(M + H) \iff B = \mu_0(1 + \chi_m)H \iff B = \mu H, \quad (4.13)$$

où μ est la perméabilité relative du milieu.

Remarque. Il arrive que la perméabilité relative μ d'un milieu de susceptibilité χ_m soit définie par $\mu = 1 + \chi_m$.

La relation constitutive reliant M à H est plus compliquée pour les matériaux ferromagnétiques. En effet, on conserve la notion de susceptibilité magnétique pour relier ces deux grandeurs mais elle devient une fonction non triviale de H et atteint des valeurs pouvant aller jusqu'à 10^6 . M est alors liée de manière non linéaire à H et dépend même de l'histoire magnétique du matériau. Nous allons maintenant nous concentrer sur la relation liant M à H pour les matériaux ferromagnétiques.

III. 3. Le lien entre H et M pour les matériaux ferromagnétiques

On considère dans cette partie le cas d'un noyau de fer ferromagnétique placé à l'intérieur d'une bobine parcourue par un courant I (voir Fig. 4.6). La bobine génère un champ magnétique entraînant ainsi l'aimantation du noyau de fer. Le fer étant un matériau ferromagnétique, cette aimantation perturbe le champ magnétique initial. Il en résulte un champ magnétique total beaucoup plus important.

On cherche ici à déterminer le lien entre l'aimantation M , l'excitation magnétique H et le champ magnétique B . On note ici M , B et H les projections de ces vecteurs sur l'axe de la bobine. Expérimentalement, on fait varier H en faisant varier I et on mesure l'aimantation

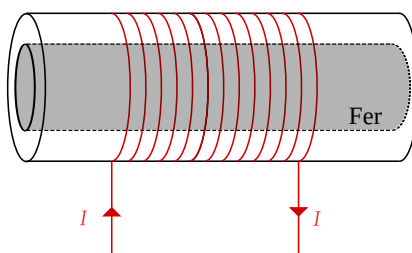


FIGURE 4.6 – Bobine parcourue par un courant I et possédant un noyau de fer (en gris sur le schéma).

M et le champ magnétique B correspondants. On considère ici un matériau vierge de tout passé magnétique, c'est-à-dire qu'il n'a jamais été aimanté. Initialement, on a donc $M = 0$, $B = 0$ et $H = 0$. Que se passe-t-il lorsqu'on fait varier l'intensité du courant ? Pour répondre à cette question on trace l'évolution de M avec H et de B avec H (voir Fig. 4.7).

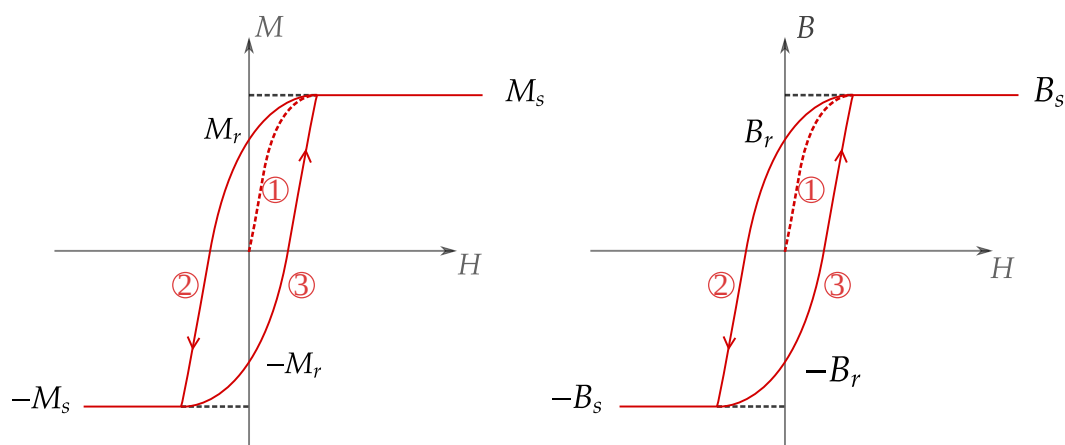


FIGURE 4.7 – Évolution de l'amplitude de l'aimantation M (à gauche) et du champ magnétique B (à droite) avec l'amplitude de l'excitation magnétique H . Les courbes de première aimantation apparaissent en pointillé.

1. L'augmentation du courant I conduit à une augmentation de H . L'amplitude de l'aimantation M et du champ magnétique B croissent de manière non-linéaire avec H . Pour des valeurs de H élevées, M et B s'aplatissent et atteignent des valeurs saturées M_s et B_s . La valeur maximale de l'aimantation est appelée **aimantation à saturation**. On vient de tracer la courbe de **première aimantation**.
2. Dans un second temps, on diminue l'intensité du courant et donc la valeur de H . Surprise ! Les courbes ne repassent pas par les mêmes points : l'aimantation du matériau dépend de son passé magnétique ! M et B diminuent bien avec H mais il subsiste une **aimantation rémanente** M_r et un **champ magnétique rémanent** B_r lorsque $H = 0$. Le matériau est devenu lui-même un aimant. C'est ce que vous observez après avoir frotté une aiguille contre un aimant. On aboutit finalement à une saturation du matériau qui présente alors une aimantation $-M_s$ et un champ magnétique $-B_s$.
3. Dans un troisième temps, on augmente de nouveau l'intensité du courant parcourant la bobine. Là encore, les courbes empruntent un chemin différent, il s'agit du

phénomène d'hystérésis.

Le tracé de ce cycle montre à quel point le lien entre aimantation et excitation magnétique devient complexe pour les matériaux ferromagnétiques. On peut proposer une explication simplifiée du phénomène pour mieux appréhender ces courbes d'hystérésis.

Un matériaux ferromagnétiques est constitués de nombreux domaines, appelés les domaines de Weiss, dont la taille caractéristique est de l'ordre du mm (voir Fig 4.8). Chacun

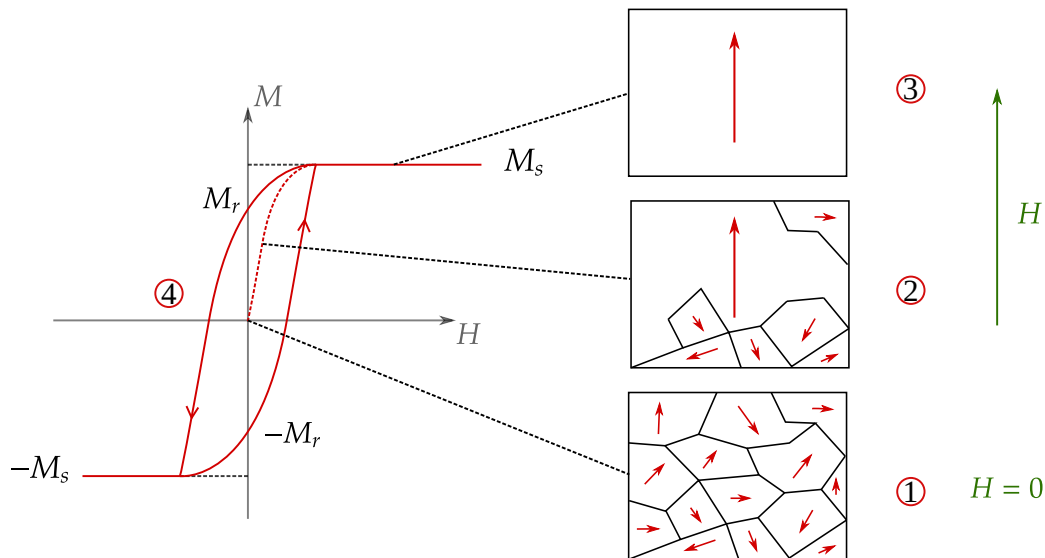


FIGURE 4.8 – Évolution des domaines de Weiss lors du parcours du cycle d'hystérésis. Le champ magnétique B appliqué est indiqué par la flèche verte.

de ses domaines possède un moment magnétique et génère donc un champ magnétique.

1. En l'absence de champ magnétique externe, les moments dipolaires s'orientent de manière quelconque sous l'effet de l'agitation thermique. L'ensemble ne présente alors aucun champ magnétique macroscopique.
2. Lorsqu'on applique un champ magnétique externe, les moments dipolaires vont s'aligner avec ce dernier comme le ferait une boussole plongée dans le champ magnétique terrestre. Les domaines étant tous différents, l'alignement des moments dipolaires avec le champ extérieur se fait progressivement. Les frontières des domaines se déplacent.
3. Lorsque tous les domaines pointent dans la même direction, le matériau est saturé. Son aimantation a atteint la valeur de saturation M_s (ou $-M_s$). Il est constitué d'un seul domaine de Weiss.
4. Lorsqu'on diminue l'intensité de H , les parois séparant les domaines de Weiss se reconstruisent mais rien ne les oblige à se situer au même endroit que précédemment. Cela donne naissance au phénomène d'hystérésis.

Contrairement aux matériaux para- et diamagnétiques, il demeure une aimantation rémanente non nulle lorsque $H = 0$ dans les matériaux ferromagnétiques. En effet, l'interaction entre les moments dipolaires atomiques est plus importante dans ce type de matériaux et permet ainsi de maintenir une aimantation spontanée.

IV. Étude du champ magnétique terrestre

IV. 1. Transition para-ferromagnétique

Lorsqu'un matériau para- ou ferromagnétique est soumis à un champ magnétique, deux phénomènes vont entrer en concurrence. D'un côté, le champ magnétique imposé tend à aligner les moments dipolaires atomique du matériaux. D'autre part, l'agitation thermique entraîne au contraire la fluctuation de l'orientation des moments dipolaires.

Expérimentalement, on constate alors qu'un matériau ferromagnétique soumis à une température élevée perd son aimantation spontanée à cause de cette compétition et devient paramagnétique, on parle alors d'une **transition para- ferromagnétique**. La température à laquelle cette transition survient est appelée la **température de Curie**.

Transition para-ferromagnétique :

Un corps ferromagnétique perd son aimantation spontanée et devient paramagnétique lorsqu'il est chauffé à une température supérieure à sa température de Curie. Cette température dépend du matériau considéré. Le tableau ci-dessous donne sa valeur pour des minéraux et métaux usuels.

Matériau	Température de Curie °C
Magnétite	570
Hématite	650
Fer	770
Cobalt	1115

Remarque. La température de Curie est spécifique à un matériau. Elle est d'ailleurs parfois utilisée pour identifier les minéraux ferromagnétiques qui composent une roche.

IV. 2. Aimantation thermorémanente

Une roche est constituée d'un assemblage hétérogène de minéraux. La concentration d'une roche en minéraux ferrimagnétiques, tel que la magnétite, est souvent faible (de l'ordre de 0,01 % dans le calcaire). Néanmoins, cette faible concentration joue un rôle primordial dans les propriétés magnétiques de la roche considérée. Notamment en lui permettant d'acquérir une aimantation rémanente. Lorsque cette dernière ne résulte pas de l'application d'un champ magnétique externe par un expérimentateur on parle d'**aimantation rémanente naturelle**. Cette aimantation est très intéressante car elle peut donner des informations sur les conditions de formation de la roche et notamment sur la direction du champ magnétique à cet instant. Elle peut résulter de différents phénomènes (sédimentation, éruption, ...). Nous allons nous concentrer ici sur l'**aimantation thermorémanente**.

Pour illustrer cela, on considère le cas d'une roche magmatique qui contient une faible concentration de minéraux ferrimagnétiques, ici de magnétite. À la sortie d'un volcan la température de cette roche est supérieure à la température de Curie de la magnétite qui exhibe alors des propriétés paramagnétiques. Bien que cette roche soit soumise au champ magnétique terrestre, l'agitation thermique rend son aimantation instable en faisant fluctuer la direction des moments magnétiques atomiques. En revanche, le refroidissement de la roche entraîne une diminution de l'agitation thermique, les moments dipolaires atomiques tendent alors à s'aligner avec le champ magnétique externe. Il est alors possible grâce à des procédés expérimentaux de retrouver l'orientation du champ magnétique responsable de cette aimantation rémanente. L'aimantation thermorémanente est particulièrement intéressante car elle peut se maintenir sur des temps géologiques et permet ainsi d'étudier l'évolution du champ magnétique terrestre sur ces mêmes échelles de temps. Ce type d'étude a notamment permis de montrer que la polarité du champ magnétique s'est inversée durant son histoire.

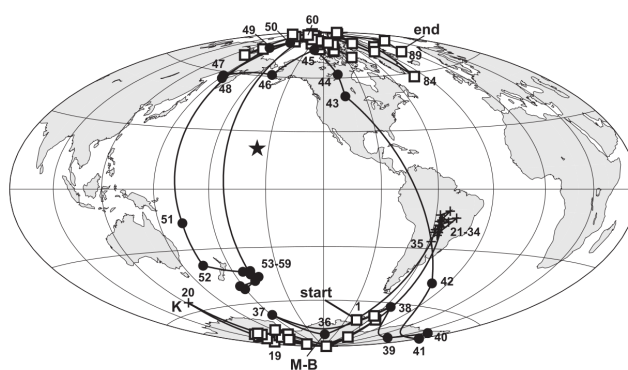


FIGURE 4.9 – Position du pôle Nord magnétique déterminé à partir des échantillons de roches magmatiques prélevées sur le volcan Haleakalā dans l'État d'Hawaï (repéré par une étoile sur la figure). Les carrés correspondent aux polarités inverse et normale de Matuyama et de Brunhes. Les croix correspondent à un évènement particulier qui a précédé l'inversion, tandis que les cercles correspondent à la transition. Cette figure est extraite de [Coe et al. \(2004\)](#).

Exemple 3

[Coe et al. \(2004\)](#) ont analysé des roches magmatiques provenant de différentes éruptions du volcan Haleakalā situé dans l'État d'Hawaï (voir étoile sur la figure 4.9). Cette étude leur a permis de déterminer l'évolution temporelle de la position du pôle Nord magnétique en prélevant des roches s'étant formées à différentes époques. Les échantillons utilisés sont particulièrement intéressants car ils permettent de visualiser une inversion de polarité du champ magnétique, appelée l'inversion de Matuyama-Brunhes, qui s'est déroulée il y a 775 000 ans environ.

Remarque. Nous aurions pu aussi parler d'archéomagnétisme (voir [Gallet et al., 2009](#)) qui s'intéresse au champ géomagnétique enregistré par l'aimantation d'artefacts archéologiques (briques, four, poterie, ...).

Bibliographie

- Bertin, M., Faroux, J., & Renault, J., 1992a. Milieux aimantés. aimantation et champ créé, in *Électromagnétisme 4 : Milieux diélectriques et milieux aimantés*, pp. 98–123, Dunod Université.
- Bertin, M., Faroux, J., & Renault, J., 1992b. Aimantation induite. Étude macroscopique, in *Électromagnétisme 4 : Milieux diélectriques et milieux aimantés*, pp. 124–145, Dunod Université.
- Bertin, M., Faroux, J., & Renault, J., 1992c. Aimantation induite. Étude macroscopique, in *Électromagnétisme 4 : Milieux diélectriques et milieux aimantés*, pp. 172–196, Dunod Université.
- Cardini, S., Ehrhard, E., Guerillot, A., Guillot, T., Morvan, B., & Sanz, M.-N., 2014. Milieux ferromagnétiques et transformateur, in *Physique Tout-En-Un PSI-PSI**, J'intègre, pp. 665–708, Dunod.
- Coe, R. S., Singer, B. S., Pringle, M. S., & Zhao, X., 2004. Matuyama–Brunhes reversal and Kamikatsura event on Maui : paleomagnetic directions, $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ ages and implications, *Earth and Planetary Science Letters*, **222**(2), 667–684.
- Gallet, Y., Genevey, A., Le Goff, M., Warme, N., Gran-Aymerich, J., & Lefevre, A., 2009. On the use of archeology in geomagnetism, and vice-versa : recent developments in archeomagnetism, *Comptes Rendus Physique*, **10**(7), 630–648.
- Gié, H. & Sarmant, J.-P., 1985a. Étude macroscopique de l'aimantation, in *Électromagnétisme*, vol. 2 of **Collection de Sciences Physiques**, pp. 203–215, Technique et Documentation (Lavoisier).
- Gié, H. & Sarmant, J.-P., 1985b. Paramagnétisme, in *Électromagnétisme*, vol. 2 of **Collection de Sciences Physiques**, pp. 222–224, Technique et Documentation (Lavoisier).
- Gié, H. & Sarmant, J.-P., 1985c. Ferromagnétisme, in *Électromagnétisme*, vol. 2 of **Collection de Sciences Physiques**, pp. 227–236, Technique et Documentation (Lavoisier).
- Lowrie, W., 2007. Geomagnetism and paleomagnetism, in *Fundamentals of Geophysics*, pp. 281–362, Cambridge University Press, 2nd edn.
- Pérez, J.P. and Lagoute, C. and Pujol, O. and Desmeules, É., 2011. Dipôle magnétique, in *Leçons de physique : une approche moderne*, pp. 1097–1116, de boeck, 1st edn.