Chapitre 2 - Magnétostatique

I. Magnétostatique

Lorsque les particules de charge électrique non nulle sont en mouvement, la force de Coulomb ne suffit plus à décrire leurs trajectoires. Il faut ajouter des forces dites magnétiques via un champ de vecteurs dit « *champ magnétique* ».

1. Force exercée sur une particule chargée en mouvement dans un champ magnétique : Force de Lorentz

Soit une particule de charge électrique « q » possédant à un instant t une vitesse décrite par le vecteur $\vec{v}$ en un point de l'espace où le champ magnétique est décrit par le vecteur $\vec{B}$. La force magnétique qui s'exerce alors sur la particule a pour expression :

$$\vec{F} = q\vec{v} \wedge \vec{B}$$

La force magnétique est donc perpendiculaire au plan défini par les vecteurs $\vec{v}$ et $\vec{B}$ et la figure 1 présente le cas d'une charge positive c'est-à-dire d'un trièdre $(\vec{v}, \vec{B}, \vec{F})$ direct. Si la charge est négative le trièdre sera alors indirect.

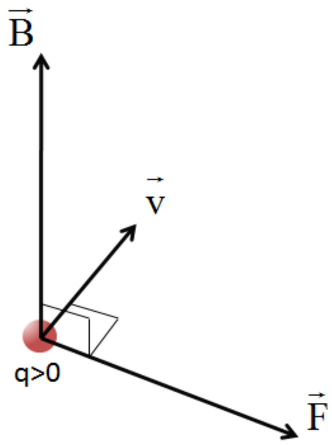

Figure 1 : représentation de la force magnétique $\vec{F}$ subie par une particule élémentaire de charge électrique q (ici positive), de vitesse $\vec{v}$, en un lieu où le champ magnétique est décrit par le vecteur $\vec{B}$. Cette force magnétique est telle que $\vec{F} = q\vec{v} \wedge \vec{B}$.

La force de Lorentz exprime la force qui s'exerce sur une particule de charge électrique « q » possédant une vitesse $\vec{v}$ dans une région de l'espace où existe un champ électrique $\vec{E}$ et un champ magnétique $\vec{B}$. Son expression est simplement la somme de la force électrostatique et la force magnétique :

$$\vec{F} = q\vec{E} + q\vec{v} \wedge \vec{B}$$

Nous verrons au chapitre suivant que champs électrique et magnétique sont liés et qu'il est impossible d'imaginer l'existence de l'un sans l'autre dans des systèmes non stationnaires.

2. Champ magnétique créé par un circuit électrique : loi de Biot et Savart

Si le champ magnétique agit uniquement sur des charges électriques en mouvement, il est également créé par de telles charges. Rappelons que ce que nous appelons « courant électrique » est un déplacement de charges électriques dans un mouvement le plus souvent unidimensionnel. En 1820, Jean-Baptiste Biot et Félix Savart ont exprimé le champ magnétique créé par une portion infinitésimale de circuit électrique parcourue par un courant électrique d'intensité I.

Sur la figure 62 est représenté un conducteur métallique parcouru par un courant électrique I et dont une portion infinitésimale est repérée par un vecteur $\overrightarrow{d\ell}$ au point N et dans le sens de I. Soit un point M de l'espace repéré par le vecteur $\vec{r} = \overrightarrow{NM}$.

La loi de Biot et Savart nous donne l'expression du champ magnétique infinitésimal $\overrightarrow{dB}$ créé par la portion de circuit de longueur $d\ell$ parcourue par l'intensité électrique I :

$$\overrightarrow{dB} = \frac{\mu_0}{4\pi} I \frac{\overrightarrow{d\ell} \wedge \vec{r}}{r^3}$$

Où μ_0 est une constante appelée « perméabilité du vide » ($\mu_0 = 4\pi.10^{-7}$ H.m^{-1}).

L'égalité est telle que le champ magnétique est perpendiculaire au plan défini par les vecteurs $\overrightarrow{d\ell}$ et $\vec{r}$.

Sur la figure 2 sont également représentés l'angle $d\theta$ sous lequel on voit la portion de circuit $\overrightarrow{d\ell}$ depuis le point M, l'angle $\alpha = \left(\overrightarrow{d\ell}, \vec{r}\right)$, et un arc de cercle de centre M et de rayon r. En reprenant les réflexions menées pour le dipôle électrique, cet arc de cercle a une longueur égale à $r.d\theta$ ou approximativement à $d\ell.\sin(\alpha)$. Cela nous permet d'exprimer l'intensité du champ magnétique en M en fonction de I, $d\theta$ et r.

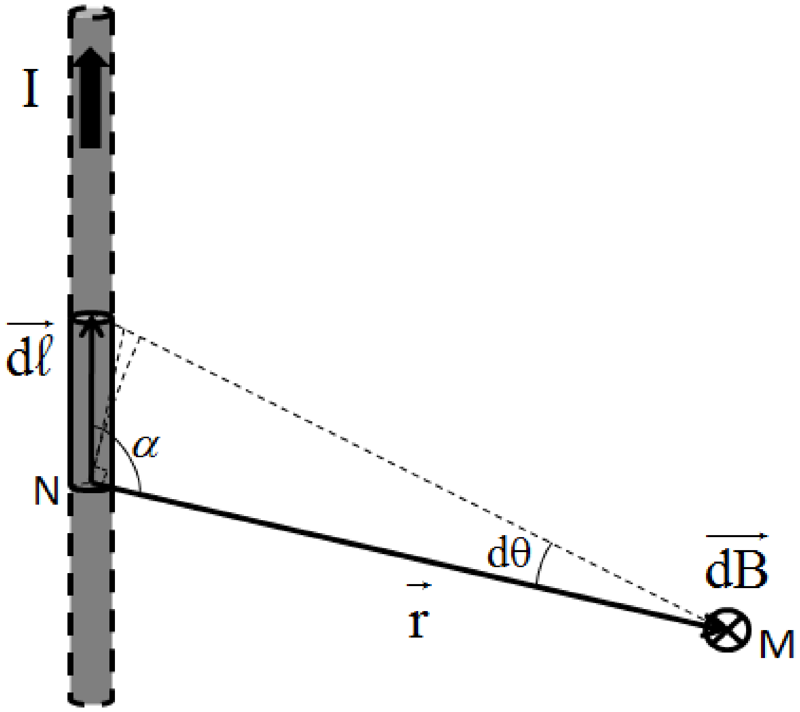

Figure 2 : Une portion « $\overrightarrow{d\ell}$ » de circuit électrique crée, en un point repéré par le vecteur $\vec{r}$, un champ magnétique $\overrightarrow{dB}$ (ici orienté vers l'arrière du plan de la feuille) perpendiculaire à $\overrightarrow{d\ell}$ et $\vec{r}$.

Tout d'abord en utilisant la norme du produit vectoriel $\overrightarrow{d\ell} \wedge \vec{r} = d\ell.r.\sin(\alpha)$:

$$\overrightarrow{dB} = \frac{\mu_0}{4\pi} I \frac{\overrightarrow{d\ell} \wedge \vec{r}}{r^3} \quad \Rightarrow \quad dB = \frac{\mu_0}{4\pi} I \frac{d\ell.r.\sin(\alpha)}{r^3}$$

Puis en utilisant $d\ell.\sin(\alpha) \approx r.d\theta$:

$$\Rightarrow \quad dB = \frac{\mu_0}{4\pi} I \frac{r^2.d\theta}{r^3}$$

$$\boxed{\Rightarrow \quad dB = \frac{\mu_0}{4\pi} I \frac{d\theta}{r}}$$

C'est cette dernière expression qui va nous permettre de trouver assez facilement l'expression du champ magnétique créé par une spire circulaire en son centre.

3. Champ magnétique créé par une spire circulaire en son centre

Une spire (circuit électrique constitué d'une boucle fermée) circulaire de rayon r, comme celle représentée sur la figure 3, peut être décomposée en une infinité de portions infinitésimales, toutes vues depuis le centre de la spire sous l'angle $d\theta$. Chacune de ces portions de circuit crée au centre de la spire un champ magnétique $dB = \frac{\mu_0}{4\pi} I \frac{d\theta}{r}$. Le champ magnétique total au centre en sera alors la somme, telle que :

$$B = \int dB = \int_0^{2\pi} \frac{\mu_0}{4\pi} I \frac{d\theta}{r}$$

En factorisant les termes constants le long du circuit :

$$B = \frac{\mu_0 I}{4\pi r} \int_0^{2\pi} d\theta = \frac{\mu_0 I}{4\pi r}(2\pi - 0)$$

Et finalement :

$$\boxed{B = \frac{\mu_0 I}{2r}}$$

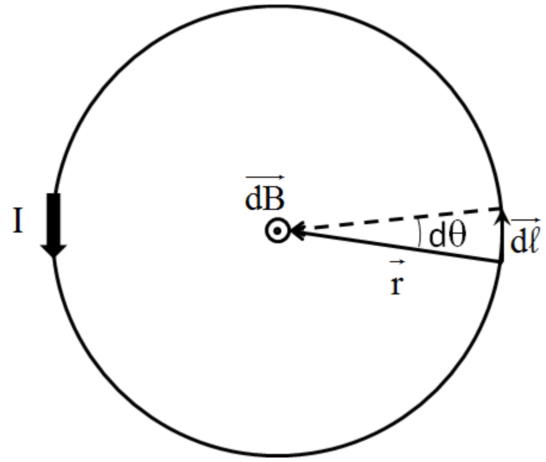

Figure 3 : Une spire circulaire de rayon r parcourue par une intensité électrique I peut être décomposée en portions pouvant être vues depuis le centre de la spire sous l'angle dθ. Le champ magnétique créé au centre de la spire par chacune de ces portions est alors $dB = \frac{\mu_0}{4\pi} I \frac{d\theta}{r}$.

Le champ magnétique créé par une spire circulaire en son centre est donc proportionnel à l'intensité du courant électrique qui la parcourt et inversement proportionnel à son rayon.