

MOUVEMENTS DE PARTICULES CHARGÉES

Plan (Cliquez sur le titre pour accéder au paragraphe)

I.	Force de Lorentz.	1
II.	Particule (q, m) dans \vec{E} permanent.	1
III.	Particule (q, m) dans \vec{B} permanent.	2
IV.	Particule (q, m) dans \vec{E} et \vec{B} permanents.	4
V.	Applications.	6
VI.	Cas d'un électron dans un métal.	7

I. Force de Lorentz.

Dans un référentiel galiléen, toute particule chargée, de charge q, animée d'une vitesse \vec{v} , placée dans un champ électromagnétique (\vec{E} , \vec{B}) (permanent ou non) est soumise à la force de Lorentz :

$$\vec{F}_{\text{Lorentz}} = q (\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B})$$

Il s'agit d'un des postulats fondamentaux de l'électromagnétisme.

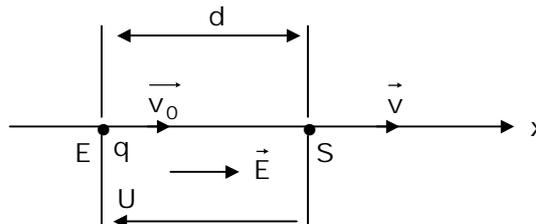
Rem. : la composante magnétique de cette force, $\vec{F}_m = q \vec{v} \wedge \vec{B}$, est appelée force de Laplace.

II. Particule (q, m) dans \vec{E} permanent.

La seule force prise en compte sera la force électrique $q\vec{E}$.

II.1. \vec{E} parallèle à \vec{v}_0 :

On cherche à accélérer une particule chargée de vitesse initiale v_0 :



Pour $q > 0$, il faut orienter \vec{E} dans le sens de \vec{v}_0 .

On peut par exemple utiliser un condensateur plan ; $U = Ed$ est la « ddp accélératrice ».

Par application du TEC, on obtient :

$$\frac{1}{2} mv^2 - \frac{1}{2} mv_0^2 = q U \quad (q U > 0)$$

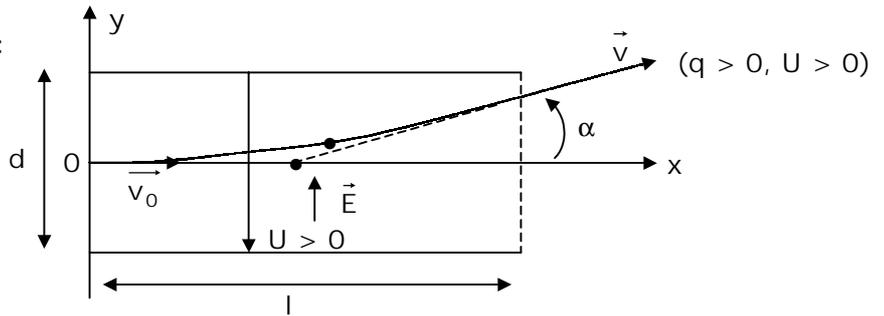
En général, $v_0 \ll v$, donc la vitesse de sortie de la particule est :

$$v \approx \sqrt{\frac{2 q U}{m}}$$

MOUVEMENTS DE PARTICULES CHARGÉES

II.2. \vec{E} perpendiculaire à \vec{v}_0 :

On cherche à dévier une particule chargée de vitesse initiale \vec{v}_0 .



Appliquons la RFD à la particule :

$$m\vec{a} = q\vec{E}$$

Soit par projection :

$$\begin{cases} \overset{\infty}{x} = 0 \\ \overset{\infty}{y} = \frac{qE}{m} \\ \overset{\infty}{z} = 0 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} x(t) = v_0 t \\ y(t) = \frac{1}{2} \frac{qE}{m} t^2 \\ z(t) = 0 \end{cases}$$

La trajectoire est donc une parabole dans le plan Oxy, d'équation :

$$y = \frac{1}{2} \frac{qE}{mv_0^2} x^2$$

A la sortie du condensateur, la particule est en TRU à la vitesse \vec{v} .

La grandeur intéressante est la déviation α telle que :

$$\tan \alpha = \frac{y(\ell)}{\ell/2} = \frac{\frac{1}{2} \frac{qE \ell^2}{mv_0^2}}{\ell/2}$$

Soit :

$$\tan \alpha = \frac{qE \ell}{mv_0^2} = \frac{qU \ell}{dmv_0^2}$$

III. Particule (q, m) dans \vec{B} permanent.

L'application du TPC dans (R) galiléen donne :

$$\frac{dE_C}{dt} = (q\vec{v} \wedge \vec{B}) \cdot \vec{v} = 0$$

Donc

$$E_C = \text{cste} = \frac{1}{2} mv^2$$

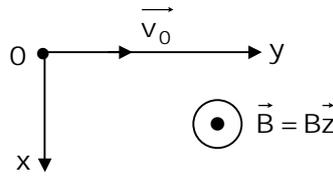
Soit :

$$v = \text{cste} = v_0$$

MOUVEMENTS DE PARTICULES CHARGÉES

Le mouvement d'une particule chargée dans un champ \vec{B} est donc uniforme.

III.1. \vec{B} perpendiculaire à \vec{v}_0 :



Par application de la RFD :

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = + q \vec{v} \wedge \vec{B}$$

Ou encore :

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = - \vec{\omega}_C \wedge \vec{v} \quad , \quad \text{en posant}$$

$$\vec{\omega}_C = \frac{q\vec{B}}{m}$$

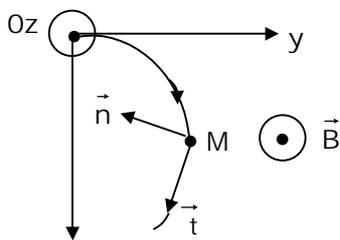
- En projection sur \vec{z} :

$$\overset{oo}{z} = - (\vec{\omega}_C \wedge \vec{v}) \cdot \vec{z} = 0$$

$$\Rightarrow \overset{o}{z} = \text{cste} = 0$$

$$\Rightarrow z = \text{cste} = 0 : \text{le mouvement est } \underline{\text{plan}} \text{ dans le plan } Oxy.$$

- En projection sur \vec{n} , vecteur normal principal à la trajectoire :



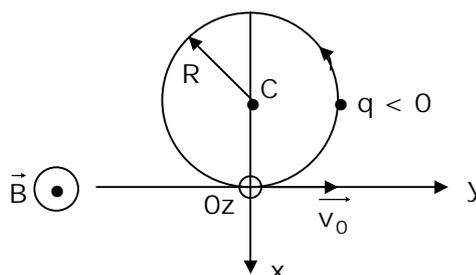
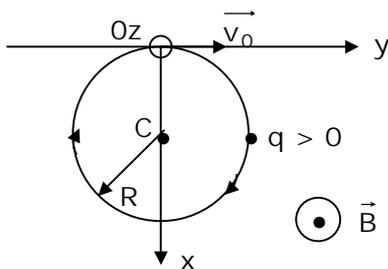
$$\frac{v^2}{R} = - (\omega_C \vec{z} \wedge \vec{v} \cdot \vec{t}) \cdot \vec{n} = \omega_C v$$

Comme $v = v_0 = \text{cste}$:

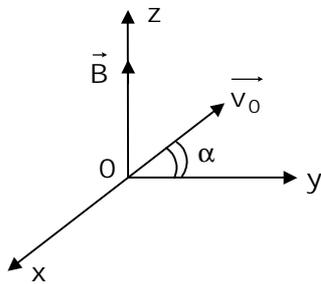
$$R = \frac{v_0}{\omega_C} = \frac{m v_0}{q B} = \text{cste}$$

La rayon de courbure est constant : la trajectoire est donc circulaire, décrite à la pulsation $\omega_C = \frac{qB}{m}$, appelée pulsation cyclotron.

Rem. : les résultats précédents ont été écrits avec $q > 0$. Pour $q < 0$, $\omega_C = \frac{|q|B}{m}$ et $R = \frac{m v_0}{|q|B}$.



MOUVEMENTS DE PARTICULES CHARGÉES

 III.2. \vec{B} non perpendiculaire à \vec{v}_0 :


$$\begin{cases} \vec{B} = B\vec{z} \\ \vec{v}_0 = (\cos \alpha \vec{y} + \sin \alpha \vec{z}) \end{cases}$$

On a toujours :

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = q \vec{v} \wedge \vec{B}$$

$$\Rightarrow \frac{d\vec{v}}{dt} = -\omega_c \vec{z} \wedge \vec{v}$$

- En projection sur \vec{z} :

$$\frac{dz}{dt} = 0 \quad \Rightarrow \quad z = v_0 \sin \alpha t$$

D'où : $z(t) = (v_0 \sin \alpha) t$

Le mouvement selon Oz est uniforme, de vitesse $v_0 \sin \alpha$.

Posons alors : $\vec{v} = \frac{dz}{dt} \vec{z} + \vec{V}$

- En projection sur le plan Oxy, on a :

$$m \frac{d\vec{V}}{dt} = q \vec{V} \wedge \vec{B}, \quad \text{avec } \vec{V}_0 = (v_0 \cos \alpha) \vec{y}$$

On est donc ramené au problème précédent, avec $v_0 \rightarrow v_0 \cos \alpha$.

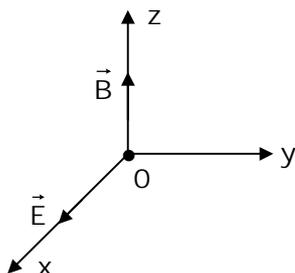
La trajectoire projetée dans le plan Oxy est donc un cercle, de rayon $R = \frac{m v_0 \cos \alpha}{qB}$, décrit à la

pulsation $\omega_c = \frac{qB}{m}$ (pour $q > 0$). Ainsi, la trajectoire est hélicoïdale.

 IV. Particule (q, m) dans \vec{E} et \vec{B} permanents.

On se limite du cas où

$$\begin{cases} \vec{v}_0 = \vec{0} \\ \vec{E} \perp \vec{B} \end{cases}$$



On suppose que la particule est en O à $t = 0$.

MOUVEMENTS DE PARTICULES CHARGÉES

On a cette fois : $m \frac{d\vec{v}}{dt} = q (\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B})$

$$\begin{cases} E \\ 0 \\ 0 \end{cases} + \begin{cases} \overset{\circ}{x} \\ \overset{\circ}{y} \\ \overset{\circ}{z} \end{cases} \wedge \begin{cases} 0 \\ 0 \\ B \end{cases}$$

En projections sur $(\overset{\circ}{x}, \overset{\circ}{y}, \overset{\circ}{z})$, on obtient :

$$\begin{cases} \overset{\circ\circ}{x} = \frac{qE}{m} + \omega_C \overset{\circ}{y} & (1) \\ \overset{\circ\circ}{y} = -\omega_C \overset{\circ}{x} & (2) \\ \overset{\circ\circ}{z} = 0 & (3) \end{cases} \quad \left(\omega_C = \frac{qB}{m} \right)$$

(3) $\Rightarrow \overset{\circ}{z} = \text{cste} = 0 \Rightarrow z = \text{cste} = 0$: le mouvement est plan dans le plan Oxy.

Pour résoudre le système différentiel couplé (1) + (2), on pose :

$$Z = x + i y$$

(1) et (2) donnent alors :

$$\begin{aligned} \overset{\circ\circ}{Z} + i \omega_C \overset{\circ}{Z} &= \frac{qE}{m} \\ \Rightarrow \overset{\circ}{Z} &= A e^{-i\omega_C t} + \frac{qE}{i m \omega_C} \end{aligned}$$

Comme $\overset{\circ}{Z}(0) = 0$: $A = -\frac{qE}{i m \omega_C}$, et :

$$\overset{\circ}{Z} = \frac{qE}{i m \omega_C} (1 - e^{-i\omega_C t})$$

Puis par intégration : $Z(t) = \frac{qE}{i m \omega_C} \left(t + \frac{e^{-i\omega_C t}}{i \omega_C} - \frac{1}{i \omega_C} \right)$
 $(Z(0) = 0)$

Posons $R = \frac{E}{B \omega_C} = \frac{qE}{m \omega_C^2}$:

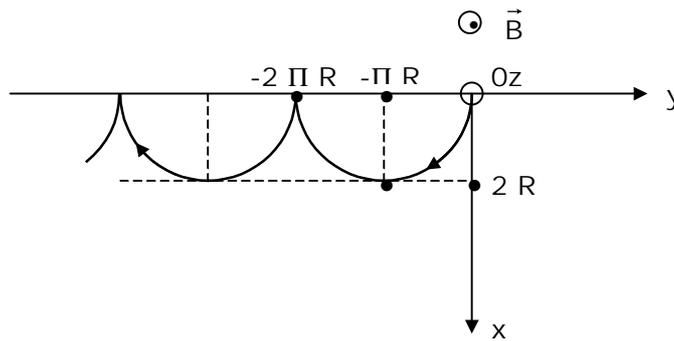
$$Z(t) = R (-i \omega_C t - e^{-i\omega_C t} + 1)$$

Enfin :

$$\begin{cases} x(t) = \text{Re}(Z(t)) = R (1 - \cos \omega_C t) \\ y(t) = \text{Im}(Z(t)) = R (\sin \omega_C t - \omega_C t) \end{cases}$$

MOUVEMENTS DE PARTICULES CHARGÉES

La trajectoire est donc constituée d'arches de cycloïde :



V. Applications.

V.1. Accélérateurs de particules.

Un champ magnétique ne pouvant céder de l'énergie à une particule chargée, un accélérateur de particules comporte au moins une partie où le rôle accélérateur est joué par un champ \vec{E} .

Il existe plusieurs types d'accélérateurs.

- Des accélérateurs linéaires : le faisceau de particules à accélérer traverse une succession d'électrodes (pour augmenter la ddp accélératrice totale). L'accélérateur de Stanford (USA) a une longueur de 3,2 km et communique à des électrons une énergie de 22 GeV.
- Des accélérateurs circulaires : le cyclotron (construit en 1932 par Lawrence) et ses successeurs, le synchrocyclotron et le synchrotron, dans lesquels le rôle accélérateur est encore joué par un champ \vec{E} , mais un champ \vec{B} permet de « replier » la trajectoire, donc de réduire l'encombrement de l'accélérateur.

Les grands accélérateurs de particules sont des collisionneurs permettant d'engendrer de nouvelles particules et de tester les modèles de la physique nucléaire.

Performances :

- cyclotrons : $E_c < 1 \text{ GeV}$
- synchrotrons :

{	Fermilab (USA) : synchrotron à protons : $E_c < 1000 \text{ GeV}$
	LEP (Cern, Genève) : synchrotron à électrons et positons :
	$E_c < 50 \text{ GeV}$

Remarques :

- ☞ Pour réaliser des champs \vec{B} importants, on utilise dans les accélérateurs des aimants supraconducteurs.
- ☞ Les synchrotrons donnent en fin d'accélération des particules relativistes, et même ultrarelativistes ($E = E_c + E_0$ avec $E_0 = mC^2 \ll E_c$).

L'étude de ces accélérateurs nécessitent de toute façon l'emploi de la mécanique relativiste, qui n'est pas au programme en classes préparatoires.

V.2. Appareils à faisceaux d'électrons :

- Oscilloscope électronique
- Microscope électronique : des électrons sont accélérés, puis soumis à des électroaimants qui modifient leur trajectoire et les confinent en un point A' (« lentille

MOUVEMENTS DE PARTICULES CHARGÉES

magnétique »). On obtient ainsi une correspondance entre A (point observé) et A' analogue à celle obtenue par un microscope optique.

V.3. Effets du champ \vec{B} terrestre :

- Ceintures de Van Allen (détectées en 1958) : les particules du « vent solaire », piégées par \vec{B}_{Terre} forment 2 anneaux autour de la Terre, appelés ceintures de Van Allen.
- Aurores polaires : quand les particules chargées du vent solaire arrivent dans la magnétosphère terrestre, elles sont déplacées vers les pôles, puis font des allers et retours entre les pôles.
 Au passage, elles rencontrent des molécules de la haute atmosphère et les ionisent. Quand ces molécules récupèrent leurs électrons elles émettent de la lumière, ce qui crée le phénomène lumineux appelé aurore polaire.
 Ce phénomène dépend fortement de l'activité solaire.

V.4. Autres applications : citons (liste non exhaustive) quelques autres applications :

Filtre de Wien (filtrage de particules d'énergie donnée), mesure de la quantité de mouvement d'une particule, séparation isotopique par résonance cyclotron...

VI. Cas d'un électron dans un métal.

Les résultats précédents concernaient une particule chargée susceptible de se déplacer dans le vide.

Dans un métal, les électrons de conduction sont susceptibles de se déplacer sous l'action d'un champ (\vec{E}, \vec{B}), mais il faut alors prendre en compte une force de frottement fluide $\vec{f} = -\frac{m}{\tau} \vec{v}$ modélisant le freinage par chocs sur le réseau d'ions fixes (modèle de Drude ; cf cours d'électrocinétique).

Dans ce paragraphe, nous noterons \vec{v} la vitesse du mouvement d'ensemble des électrons (vitesse « macroscopique moyenne », les électrons ayant également un mouvement incessant d'agitation thermique de vitesse \vec{V}_{Th} , avec $\langle \vec{V}_{\text{Th}} \rangle = \vec{0}$).

VI.1. Métal soumis à \vec{E} permanent.

La RFD appliquée à un électron de conduction s'écrit :

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = -e\vec{E} - \frac{m}{\tau} \vec{v}$$

La solution de cette équation différentielle est :

$$\vec{v}(t) = \vec{A} e^{-t/\tau} + \left(\frac{-e\tau}{m} \vec{E} \right)$$

Au bout de quelques τ ($\tau \approx 10^{-14}$ s à température ordinaire, temps moyen entre 2 chocs) :

$$\vec{v} \approx \frac{-e\tau}{m} \vec{E} \quad (\text{régime « permanent »})$$

MOUVEMENTS DE PARTICULES CHARGÉES

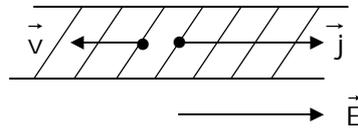
Rem.: on peut poser $\mu = \frac{e\tau}{m}$, « mobilité » de l'électron, qui caractérise son aptitude à se déplacer sous l'action d'un champ \vec{E} .

Alors : $\vec{v} = -\mu\vec{E}$
 Si n est la densité volumique d'électrons, on a :

$$\vec{j} = -ne\vec{v}$$

Soit :

$$\vec{j} = \left(\frac{ne^2\tau}{m} \right) \vec{E} = \gamma \vec{E}$$



Cette relation constitue la loi d'Ohm locale ; γ est la conductivité du métal, $\rho = \frac{1}{\gamma}$ sa résistivité.

A.N. :

$$\left\{ \begin{array}{l} n \approx 10^{29} \text{m}^{-3} \\ e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{C} \\ \tau \approx 10^{-14} \text{s (température ordinaire)} \\ m \approx 10^{-30} \text{kg} \end{array} \right. \Rightarrow \underline{\underline{\gamma \approx 10^7 \Omega^{-1} \text{m}^{-1}}}$$

Les métaux sont bien sûr de très bons conducteurs électriques (et thermiques).
 On remarque que, si la température augmente, τ diminue (V_{Th} augmente), donc γ diminue.
 (L'échauffement d'un métal augmente sa résistivité).

VI.2. Métal soumis à \vec{E} non permanent.

A priori, si $\vec{E}(t)$, il existe aussi un champ \vec{B} (cf cours de Spé...)

Donc, l'équation du mouvement d'un électron s'écrit :

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = -e(\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B}) - \frac{m}{\tau} \vec{v}$$

Nous admettrons ici que, pour un électron non relativiste (ce qui est largement le cas à l'intérieur d'un métal !..):

$$\left\{ \begin{array}{l} e \|\vec{v} \wedge \vec{B}\| = F_m \ll eE = F_e \\ \frac{d\vec{v}}{dt} \approx \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} (\vec{v}(x, y, z, t)) \end{array} \right.$$

Ainsi :

$$m \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} \approx -e\vec{E} - \frac{m}{\tau} \vec{v}$$

Limitons nous de plus à un champ électrique sinusoïdal (le métal sera alors parcouru par un courant sinusoïdal) et passons en notation complexe :

$$m i \omega \underline{\underline{v}} = -e \underline{\underline{E}} - \frac{m}{\tau} \underline{\underline{v}}$$

MOUVEMENTS DE PARTICULES CHARGÉES

Soit :

$$\vec{v} = \frac{-e/m}{i\omega + 1/\tau} \vec{E}$$

Puis :

$$\vec{j} = -n e \vec{v}$$

$$\Rightarrow \boxed{\vec{j} = \frac{n e^2 \tau / m}{1 + i \tau \omega} \vec{E} = \gamma \vec{E}}$$

On voit donc que l'on peut encore écrire la loi d'Ohm locale, en notation complexe, avec une conductivité $\gamma \in \mathcal{C}$.

En posant

$$\gamma_0 = \frac{n e^2 \tau}{m} = \gamma(\omega = 0)$$

$$\boxed{\gamma = \frac{\gamma_0}{1 + i \tau \omega}}$$

Donc $\gamma = |\gamma|$ diminue si ω augmente, et il apparaît un déphasage entre \vec{j} et \vec{E} traduisant le fait que, à haute fréquence, les électrons « n'arrivent plus » à suivre les oscillations rapides du champ \vec{E} .

On remarque que :

- Pour $\omega \ll \frac{1}{\tau} \approx 10^{14} \text{s}^{-1}$ (ce qui couvre largement le domaine des ondes radio et des micro-ondes) :

$$\vec{j} \approx \gamma_0 \vec{E} \quad (\text{la loi d'Ohm locale est encore valable en notation réelle}).$$

- Pour $\omega \gg \frac{1}{\tau}$ (par exemple rayons X)

$$\gamma \approx -\frac{i \gamma_0}{\tau \omega}$$

Il y a alors quadrature entre \vec{j} et \vec{E} .

Donc

$$\langle \vec{j} \cdot \vec{E} \rangle = \frac{1}{2} \text{Re}(\vec{j} \cdot \vec{E}^*) = 0$$

Il n'y a plus aucune puissance dissipée par effet Joule dans le métal, ce qui explique que les métaux sont transparents aux rayons X (alors qu'ils sont réflecteurs et légèrement absorbants pour les ondes radios et les ondes lumineuses).

VI.3. Métal soumis à \vec{E} et \vec{B} permanents.

On se placera uniquement en régime permanent : $\frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{0}$

Alors :
$$\vec{0} = -e (\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B}) - \frac{m}{\tau} \vec{v}$$

Soit :
$$\vec{E} = -\vec{v} \wedge \vec{B} - \frac{m}{\tau e} \vec{v}$$

En l'absence de \vec{B} :
$$\vec{E} = \vec{E}_0 = -\frac{m\vec{v}}{\tau e}$$

Tout ce passe donc comme si la présence de \vec{B} induisait l'existence d'un champ électrique supplémentaire $-\vec{v} \wedge \vec{B}$, appelé champ de Hall et noté \vec{E}_H :

$$\vec{E} = \vec{E}_H + \vec{E}_0 \quad \left\{ \begin{array}{l} \vec{E}_0 = -\frac{m}{\tau e} \vec{v} \\ \vec{E}_H = -\vec{v} \wedge \vec{B} \end{array} \right.$$

En introduisant $\vec{j} = -ne\vec{v}$, on a aussi :

$$\vec{E} = \frac{1}{ne} \vec{j} \wedge \vec{B} + \frac{m}{ne^2\tau} \vec{j}$$

On pose usuellement :

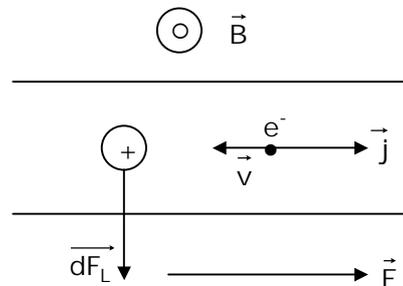
$$R_H = \frac{1}{ne} \quad , \quad \text{constante de Hall}$$

Alors :

$$\vec{E} = \vec{E}_H + \vec{E}_0 \quad \left\{ \begin{array}{l} \vec{E}_0 = \frac{\vec{j}}{\gamma} \\ \vec{E}_H = R_H \vec{j} \wedge \vec{B} \end{array} \right.$$

Cette relation généralise la loi d'Ohm locale qui, en toute rigueur, n'est plus valable en présence de \vec{B} : \vec{j} et \vec{E} ne sont plus colinéaires. L'effet du champ \vec{B} permanent sur un conducteur est appelé effet Hall.

- Application 1 : loi de Laplace



Un ion fixe de charge $+e$ du réseau cristallin est soumis aussi au champ \vec{E}_H , donc à la force :

$$\vec{f}_L = +e \vec{E}_H = -e \vec{v} \wedge \vec{B}$$

MOUVEMENTS DE PARTICULES CHARGÉES

Pour un élément de volume $d\tau$, il y a $n d\tau$ ions, donc :

$$d\vec{F}_L = n d\tau \vec{f}_L = ne \vec{v} d\tau \wedge \vec{B}$$

Soit : $d\vec{F}_L = \vec{j} d\tau \wedge \vec{B}$, force de Laplace subie par l'élément de courant $\vec{j} d\tau$.

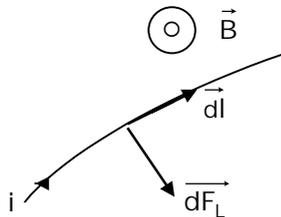
La force de Laplace trouve donc son origine dans l'effet Hall.

Pour un conducteur « surfacique », on aura :

$$d\vec{F}_L = \vec{j}_S dS \wedge \vec{B}$$

Pour un conducteur « linéique » :

$$d\vec{F}_L = i d\vec{l} \wedge \vec{B}$$

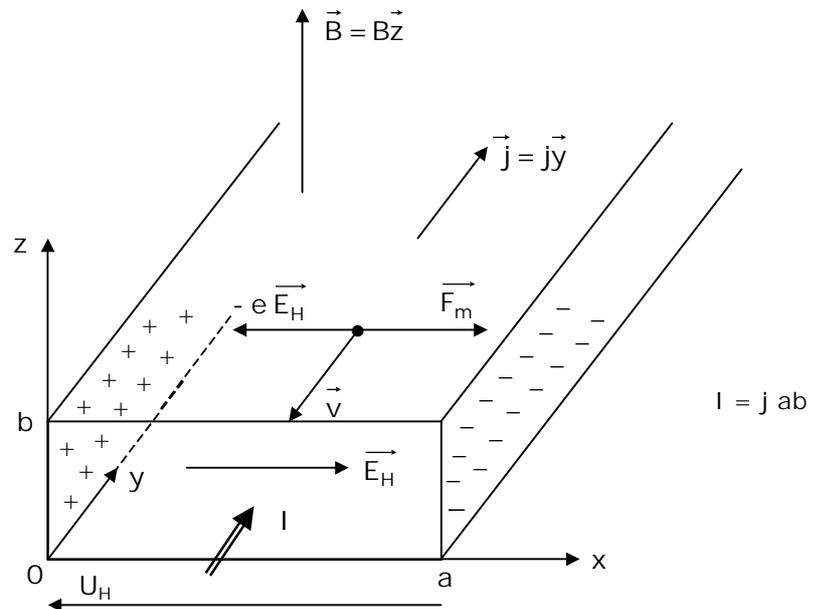


Pour l'ensemble du conducteur :

$$\vec{F}_L = \int i d\vec{l} \wedge \vec{B}$$

- Application 2 : effet Hall dans une géométrie « rectangulaire »

Considérons un conducteur métallique à section rectangulaire, parcouru par une densité de courant uniforme $\vec{j} = j\vec{y}$, soumis à un champ $\vec{B} = B\vec{z}$ uniforme et permanent :



Qualitativement, pendant un temps transitoire très bref, les électrons, soumis à la force $-e \vec{v} \wedge \vec{B}$, « s'accumulent » sur la face $x = a$; il y a alors « déficit » d'électrons sur la face $x = 0$, donc apparition du champ \vec{E}_H et d'une ddp transversale U_H appelée « ddp Hall ».

Le champ $\vec{E}_H = -\vec{v} \wedge \vec{B}$ compense alors la force magnétique \vec{F}_m ; en régime permanent $\vec{v} = -v\vec{y}$ ($v > 0$), $\vec{j} = j\vec{y}$.

MOUVEMENTS DE PARTICULES CHARGÉES

(Pour les ions fixes du réseau, $\vec{F}_m = \vec{0}$ $\vec{v} = \vec{0}$, ils ne sont soumis qu'à \vec{E}_H , ce qui provoque la force de Laplace \vec{F}_L subie par le conducteur...).

Déterminons U_H :

$$\begin{cases} U_H = E_H \times a \\ \vec{E}_H = R_H \vec{j} \wedge \vec{B} = R_H j B \vec{x} \end{cases}$$

Donc : $U_H = R_H j B a$

Avec : $j = \frac{I}{ab}$, d'où :

$U_H = R_H B \frac{I}{b}$:	La mesure de U_H permet d'accéder à \vec{B} :
---------------------------	---	---

sonde à effet Hall (teslamètre).

A.N. : pour un métal : $n \approx 10^{29} \text{m}^{-3}$
 $\Rightarrow R_H \approx 10^{-10} \text{ SI}$

Si $b \approx 1 \text{ mm}$, $I = 1 \text{ A}$:
 $U_H \approx 10^{-7} \text{ B}$

Donc, même pour un champ $B \approx 1 \text{ T}$ (énorme !) :
 $U_H \approx 10^{-7} \text{ V} = 0,1 \mu\text{V}$ est quasi indécélable

On retiendra que, pour un champ B usuel, l'effet Hall dans un métal est négligeable.

Les sondes à effet Hall sont constituées de semi-conducteurs (antimoniure d'indium InSb par exemple) pour lesquels n est beaucoup plus faible ($n \approx 10^{22} \text{ m}^{-3}$, $R_H \approx 10^{-3} \text{ SI}$) et U_H mesurable et proportionnelle à B (une sonde à effet Hall est en fait un voltmètre gradué directement en teslas.)

Rem. : si les porteurs de charge ont une charge positive, ce qui est le cas dans un semi-conducteur « dopé P » (la conduction se fait alors majoritairement par des « trous », auxquels on attribue une masse m et une charge $+e$) : $U_H < 0$ (la polarité est bien sûr inversée).

Le signe de U_H permet alors de déterminer si le semi-conducteur est dopé N ou dopé P. De plus, si on connaît B , la mesure de U_H permet aussi de déterminer R_H , donc n , densité de porteurs.