



HAL
open science

ELECTROMAGNETISME

Jean-Marie Malherbe

► **To cite this version:**

Jean-Marie Malherbe. ELECTROMAGNETISME . Licence. Electromagnétisme, PARIS, France. 2016, pp.45. cel-01458369v1

HAL Id: cel-01458369

<https://hal.science/cel-01458369v1>

Submitted on 6 Feb 2017 (v1), last revised 2 Oct 2018 (v2)

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

ELECTROMAGNETISME (cours niveau L2, 2016)

Jean-Marie Malherbe, Observatoire de Paris et Université Paris Sciences et Lettres

La boîte à outils de l'électromagnétisme: éléments d'analyse vectorielle

(les **vecteurs** sont en caractères **gras**)

Ci dessous, $f(x,y,z)$ désigne un champ scalaire; c'est une fonction des variables (x, y, z) .

\mathbf{A} (A_x, A_y, A_z), \mathbf{B} (B_x, B_y, B_z) et \mathbf{C} (C_x, C_y, C_z) désignent des champs vectoriels, chaque composante est un champ scalaire dépendant des variables spatiales (x, y, z) .

1 - Rappels sur les vecteurs

- le produit scalaire de deux vecteurs est un nombre positif ou négatif

$$\mathbf{A} \cdot \mathbf{B} = A_x B_x + A_y B_y + A_z B_z = \|\mathbf{A}\| \|\mathbf{B}\| \cos(A,B)$$

Le produit scalaire de deux vecteurs orthogonaux est nul.

$$\|\mathbf{A}\|^2 = \mathbf{A} \cdot \mathbf{A} = A_x^2 + A_y^2 + A_z^2$$

- le produit vectoriel de deux vecteurs est un vecteur

$$\mathbf{A} \wedge \mathbf{B} = (A_y B_z - A_z B_y, A_z B_x - A_x B_z, A_x B_y - A_y B_x)$$

$\mathbf{A} \wedge \mathbf{B}$ est un vecteur orthogonal à la fois à \mathbf{A} et à \mathbf{B}

$$\|\mathbf{A} \wedge \mathbf{B}\| = \|\mathbf{A}\| \|\mathbf{B}\| |\sin(A,B)|$$

Le produit vectoriel de deux vecteurs colinéaires est nul.

$\|\mathbf{A} \wedge \mathbf{B}\|$ représente l'aire du parallélogramme généré par \mathbf{A} , \mathbf{B}

Règle des doigts de la main droite: \mathbf{A} = pouce ; \mathbf{B} = index ; $\mathbf{A} \wedge \mathbf{B}$ = majeur

- le produit mixte de trois vecteurs est un nombre:

$\mathbf{A} \cdot (\mathbf{B} \wedge \mathbf{C}) = \mathbf{C} \cdot (\mathbf{A} \wedge \mathbf{B}) = \mathbf{B} \cdot (\mathbf{C} \wedge \mathbf{A})$ est invariant par permutation circulaire

$|\mathbf{A} \cdot (\mathbf{B} \wedge \mathbf{C})|$ représente le volume du prisme droit généré par \mathbf{A} , \mathbf{B} , \mathbf{C}

Dès que deux vecteurs sont colinéaires, le produit mixte est nul.

- le double produit vectoriel de trois vecteurs est un vecteur:

$$\mathbf{A} \wedge (\mathbf{B} \wedge \mathbf{C}) = (\mathbf{A} \cdot \mathbf{C}) \mathbf{B} - (\mathbf{A} \cdot \mathbf{B}) \mathbf{C}$$

n'a pas de composante sur \mathbf{A} puisqu'il lui est orthogonal

2- Dérivées partielles, différentielle d'une fonction

Soit $f(x,y,z)$ une fonction des variables spatiales x, y, z

$\partial f / \partial x$ est la dérivée de la fonction par rapport à x en considérant y et z comme des constantes

$\partial f / \partial y$ est la dérivée de la fonction par rapport à y en considérant x et z comme des constantes

$\partial f / \partial z$ est la dérivée de la fonction par rapport à z en considérant x et y comme des constantes

$df = \partial f / \partial x dx + \partial f / \partial y dy + \partial f / \partial z dz$ est la différentielle de $f(x,y,z)$; elle représente les variations de $f(x,y,z)$ lorsque x varie de x à $x+dx$, y de y à $y+dy$ et z de z à $z+dz$

3 - les opérateurs

Ils agissent soit sur des champs scalaires, soit sur des champs vectoriels. En coordonnées cartésiennes, on définit:

- L'opérateur « nabla »: $\nabla = (\partial/\partial x, \partial/\partial y, \partial/\partial z)$
- L'opérateur *gradient*: $\text{grad } f = \nabla f = (\partial f/\partial x, \partial f/\partial y, \partial f/\partial z)$
Remarque: $df = \text{grad } f \cdot d\text{OM}$ avec $d\text{OM} (dx, dy, dz)$
- L'opérateur *divergence*: $\text{div } \mathbf{A} = \nabla \cdot \mathbf{A} = \partial A_x/\partial x + \partial A_y/\partial y + \partial A_z/\partial z$ (produit scalaire de ∇ et \mathbf{A})
- L'opérateur *rotationnel*: $\text{rot } \mathbf{A} = \nabla \wedge \mathbf{A}$ (produit vectoriel de ∇ et de \mathbf{A}) tel que:

$$\text{rot } \mathbf{A} = (\partial A_z/\partial y - \partial A_y/\partial z, \partial A_x/\partial z - \partial A_z/\partial x, \partial A_y/\partial x - \partial A_x/\partial y)$$

Remarques:

Le gradient s'applique à un champ scalaire et le résultat est un champ vectoriel

La divergence s'applique à un champ vectoriel et le résultat est un champ scalaire

Le rotationnel s'applique à un champ vectoriel et le résultat est un champ vectoriel

- Quelques formules très utiles:

$$\begin{aligned} \text{rot}(\text{grad } f) &= \nabla \wedge (\nabla f) = \mathbf{0} && \text{le rotationnel d'un gradient est nul} \\ \text{div}(\text{rot } \mathbf{A}) &= \nabla \cdot (\nabla \wedge \mathbf{A}) = 0 && \text{la divergence d'un rotationnel est nulle} \end{aligned}$$

$$\text{div}(f \mathbf{A}) = f \text{div} \mathbf{A} + \text{grad } f \cdot \mathbf{A}$$

$$\text{rot}(f \mathbf{A}) = f \text{rot } \mathbf{A} + \text{grad } f \wedge \mathbf{A}$$

Cas particulier: si \mathbf{A} est un vecteur fixe indépendant des coordonnées de l'espace:

$$\text{div}(f \mathbf{A}) = \text{grad } f \cdot \mathbf{A}$$

$$\text{rot}(f \mathbf{A}) = \text{grad } f \wedge \mathbf{A}$$

$$\text{div}(\mathbf{A} \wedge \mathbf{B}) = \mathbf{B} \text{rot } \mathbf{A} - \mathbf{A} \text{rot } \mathbf{B}$$

$$\text{grad} (\mathbf{A}^2/2) = \mathbf{A} \wedge \text{rot } \mathbf{A} + (\mathbf{A} \cdot \text{grad}) \mathbf{A}$$

$$\text{rot}(\text{rot } \mathbf{A}) = \text{grad}(\text{div } \mathbf{A}) - \Delta \mathbf{A}$$

- Le Laplacien *scalaire* est défini par $\Delta f = \nabla^2 f = \partial^2 f/\partial x^2 + \partial^2 f/\partial y^2 + \partial^2 f/\partial z^2 = \text{div}(\text{grad } f)$
- Le Laplacien *vectoriel* est défini par $\Delta \mathbf{A} = \text{grad}(\text{div } \mathbf{A}) - \text{rot}(\text{rot } \mathbf{A})$
En cartésiennes, on peut écrire $\Delta \mathbf{A} = (\Delta A_x, \Delta A_y, \Delta A_z)$ ou Δ est le Laplacien scalaire; ce n'est pas vrai dans les autres systèmes de coordonnées (cylindriques et sphériques).
Le Laplacien s'applique à un champ scalaire ou vectoriel et le résultat est de même nature

4 - systèmes de coordonnées

- Coordonnées cylindriques $M(r, \theta, z)$, trièdre mobile $(\mathbf{e}_r, \mathbf{e}_\theta, \mathbf{e}_z)$

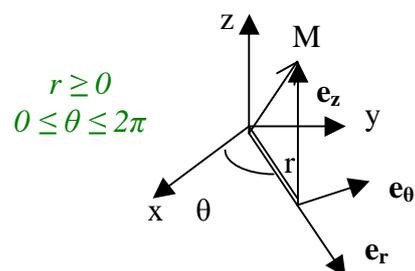
$$\text{OM} = r \mathbf{e}_r + z \mathbf{e}_z$$

$$\text{grad } f = [\partial f/\partial r, (1/r) \partial f/\partial \theta, \partial f/\partial z]$$

$$\text{div } \mathbf{A} = (1/r) \partial(r A_r)/\partial r + (1/r) \partial A_\theta/\partial \theta + \partial A_z/\partial z$$

$$\text{rot } \mathbf{A} = [(1/r) \partial A_z/\partial \theta - \partial A_\theta/\partial z, \partial A_r/\partial z - \partial A_z/\partial r, (1/r) (\partial(r A_\theta)/\partial r - \partial A_r/\partial \theta)]$$

$$\Delta f = (1/r) \partial(r \partial f/\partial r)/\partial r + (1/r^2) \partial^2 f/\partial \theta^2 + \partial^2 f/\partial z^2$$



- *Coordonnées polaires* $M(r, \theta)$ planes, repère mobile $(\mathbf{e}_r, \mathbf{e}_\theta)$
 Ce sont les coordonnées cylindriques sans la 3ème dimension z

$$\mathbf{OM} = r \mathbf{e}_r$$

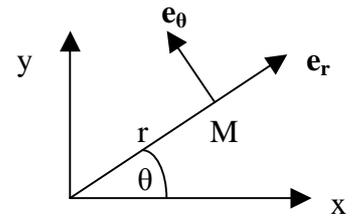
$$\mathbf{grad} f = \left[\frac{\partial f}{\partial r}, (1/r) \frac{\partial f}{\partial \theta} \right]$$

$$\mathbf{div} \mathbf{A} = (1/r) \frac{\partial (rA_r)}{\partial r} + (1/r) \frac{\partial A_\theta}{\partial \theta}$$

$$\mathbf{rot} \mathbf{A} = (1/r) \left(\frac{\partial (rA_\theta)}{\partial r} - \frac{\partial A_r}{\partial \theta} \right) \mathbf{e}_z$$

$$r \geq 0$$

$$0 \leq \theta \leq 2\pi$$



$$\Delta f = (1/r) \frac{\partial (r \frac{\partial f}{\partial r})}{\partial r} + (1/r^2) \frac{\partial^2 f}{\partial \theta^2}$$

- *Coordonnées sphériques* $M(r, \theta, \varphi)$, trièdre mobile $(\mathbf{e}_r, \mathbf{e}_\theta, \mathbf{e}_\varphi)$

$$\mathbf{OM} = r \mathbf{e}_r$$

$(\mathbf{e}_\varphi \in \text{plan } xOy)$

$$\mathbf{grad} f = \left[\frac{\partial f}{\partial r}, (1/r) \frac{\partial f}{\partial \theta}, (1/r \sin \theta) \frac{\partial f}{\partial \varphi} \right]$$

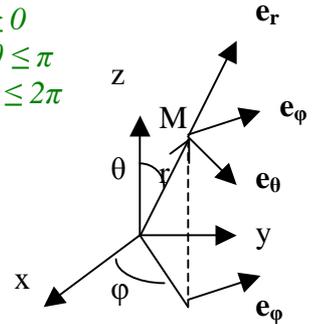
$$\mathbf{div} \mathbf{A} = (1/r^2) \frac{\partial (r^2 A_r)}{\partial r} + (1/r \sin \theta) \frac{\partial (\sin \theta A_\theta)}{\partial \theta} + (1/r \sin \theta) \frac{\partial A_\varphi}{\partial \varphi}$$

$$\mathbf{rot} \mathbf{A} = \left[\begin{aligned} &(1/r \sin \theta) \left(\frac{\partial (\sin \theta A_\varphi)}{\partial \theta} - \frac{\partial A_\theta}{\partial \varphi} \right), \\ &(1/r \sin \theta) \frac{\partial A_r}{\partial \varphi} - (1/r) \frac{\partial (r A_\varphi)}{\partial r}, \\ &(1/r) \left(\frac{\partial (r A_\theta)}{\partial r} - \frac{\partial A_r}{\partial \theta} \right) \end{aligned} \right]$$

$$r \geq 0$$

$$0 \leq \theta \leq \pi$$

$$0 \leq \varphi \leq 2\pi$$



$$\Delta f = (1/r) \frac{\partial^2 (rf)}{\partial r^2} + (1/r^2 \sin \theta) \frac{\partial (\sin \theta \frac{\partial f}{\partial \theta})}{\partial \theta} + (1/r^2 \sin^2 \theta) \frac{\partial^2 f}{\partial \varphi^2}$$

5 - circulation et flux d'un champ vectoriel

- *Circulation d'un champ vectoriel A sur un contour:*

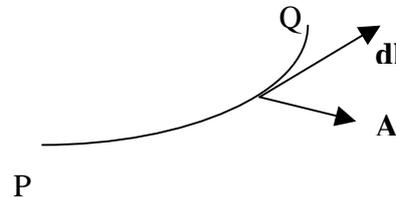
c'est l'intégrale curviligne $\int \mathbf{A} \cdot d\mathbf{l}$

où $d\mathbf{l}$ désigne un élément de contour ($d\mathbf{l}$ est **tangent** au contour en tout point). L'intégrale curviligne s'évalue entre un point de départ P et un point d'arrivée Q.

Si le contour est fermé, alors $P = Q$

le signe \int est barré d'un rond et la circulation s'écrit:

$$\oint \mathbf{A} \cdot d\mathbf{l}$$



Un champ vectoriel \mathbf{A} dont la circulation est nulle sur tout contour fermé est dit à circulation conservatrice. C'est toujours vrai si \mathbf{A} est un champ défini par $\mathbf{A} = \mathbf{grad} f$ ou f est une fonction "potentiel" (exemple: champ de pesanteur, champ de gravitation, champ électrostatique).

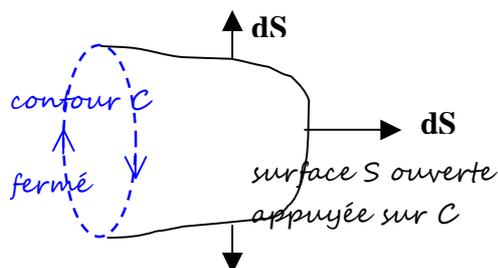
- *Flux d'un champ vectoriel A sur une surface:*

c'est l'intégrale surfacique $\iint \mathbf{A} \cdot d\mathbf{S}$

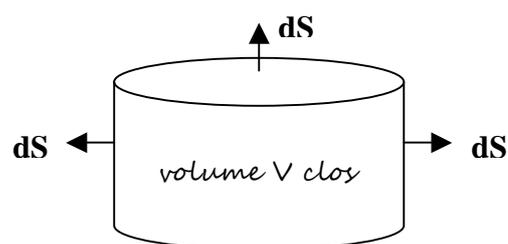
où $d\mathbf{S}$ désigne un élément de surface (le vecteur $d\mathbf{S} = \mathbf{n} dS$ est normal en tout point de la surface).

Une surface qui entoure un volume est fermée: le vecteur $d\mathbf{S}$ est orienté vers l'extérieur.

Une surface qui s'appuie sur un contour fermé est ouverte; $d\mathbf{S}$ est orienté par le contour.



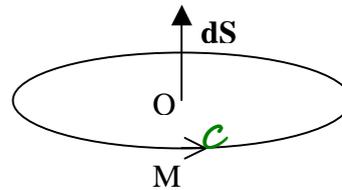
Surface ouverte appuyée sur un contour



Surface fermée entourant un volume fini

Une surface ouverte appuyée sur un contour orienté (exemple: un disque délimité par la circonférence d'un cercle) s'oriente à l'aide de la règle des doigts de la main droite:

pouce en M le long du *Contour C*
 index = MO, vise le centre O de C
 majeur = **vecteur surface dS**



Si la surface est fermée, alors le signe \iint est barré d'un rond et le flux au travers s'écrit:

$$\oiint \mathbf{A} \cdot d\mathbf{S}$$

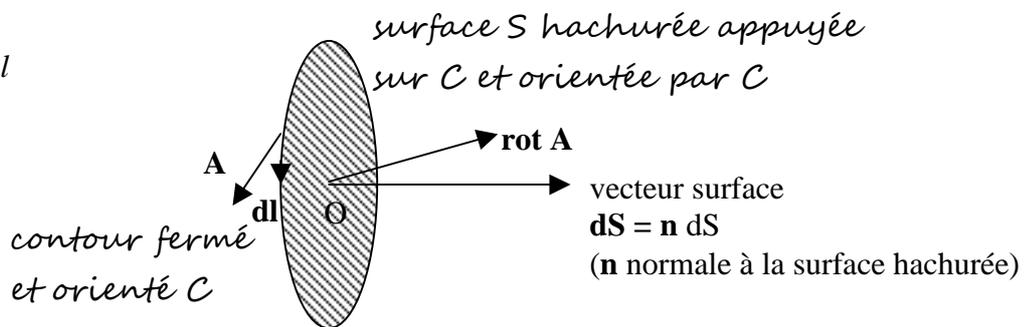
Un champ vectoriel \mathbf{A} dont le flux est nul sur toute surface fermée entourant un volume quelconque est dit à flux conservatif (exemple: champ magnétique).

6 - Théorème de Stokes

Formule de Stokes ou du rotationnel: $\int \mathbf{A} \cdot d\mathbf{l} = \iint \text{rot} \mathbf{A} \cdot d\mathbf{S}$

La circulation du champ vectoriel \mathbf{A} sur un contour fermé C est égale au flux de son rotationnel à travers n'importe quelle surface S s'appuyant sur ce contour fermé.

Vue de profil



On choisit une orientation arbitraire du contour C .

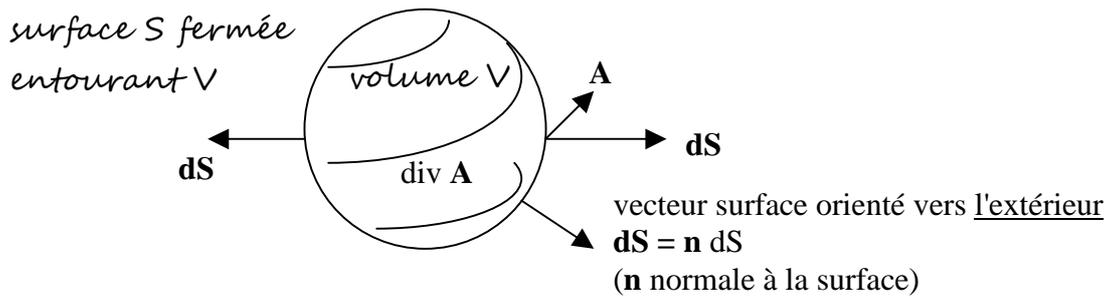
Le vecteur surface \mathbf{S} est alors orienté par C selon la règle des doigts de la main *droite*: pouce sur le contour dans le sens choisi, l'index vise le centre O, le majeur indique le vecteur \mathbf{S} .

On peut aussi utiliser la règle du bonhomme d'Ampère: couché sur le contour C dans le sens choisi, il regarde le centre O, son bras gauche indique le vecteur \mathbf{S} .

7 - Théorème d'Ostrogradski

Formule d'Ostrogradski ou « flux divergence »: $\oiint \mathbf{A} \cdot d\mathbf{S} = \iiint \text{div} \mathbf{A} \, dv$

Le flux du champ vectoriel \mathbf{A} à travers une surface fermée S est égal à l'intégrale de sa divergence sur le volume intérieur V délimité par cette surface.



Exemple simple:

prenons $\mathbf{A}(x,y,z) = x \mathbf{e}_x + y \mathbf{e}_y + z \mathbf{e}_z$

Alors $\text{div } \mathbf{A} = 3$

D'après le théorème d'Ostrogradski, $\iint \mathbf{A} \cdot \mathbf{dS} = \iiint \text{div } \mathbf{A} \, dv = 3 V$

Le volume V intérieur à toute surface S fermée et quelconque est tout simplement donné par:

$$V = 1/3 \iint \mathbf{A} \cdot \mathbf{dS}$$

Si la surface S fermée est composée de facettes planes, le calcul de cette intégrale est aisé.

8 - Lignes de champ

Si \mathbf{A} est un champ vectoriel, l'équation des lignes de champ est donnée par $\mathbf{A} = k \, \mathbf{dOM}$ (k réel), \mathbf{dOM} étant un élément tangent à la ligne de champ. On en tire les équations différentielles par élimination de k :

coordonnées cartésiennes: $dx / A_x = dy / A_y = dz / A_z$ avec \mathbf{dOM} (dx, dy, dz)

coordonnées cylindriques: $dr / A_r = r \, d\theta / A_\theta = dz / A_z$ avec \mathbf{dOM} ($dr, r d\theta, dz$)

coordonnées sphériques: $dr / A_r = r \, d\theta / A_\theta = r \sin\theta \, d\phi / A_\phi$ avec \mathbf{dOM} ($dr, r d\theta, r \sin\theta \, d\phi$)

\mathbf{A} est tangent en tout point à la ligne de champ.

9 - Lignes ou surfaces équipotentiels

Si \mathbf{A} est un champ vectoriel tel que $\mathbf{A} = \mathbf{grad} V$ où V est une fonction "potentiel", l'équation des lignes ou surfaces équipotentiels est donnée par:

$$dV = 0 = \mathbf{grad} V \cdot \mathbf{dOM} = \mathbf{A} \cdot \mathbf{dOM}$$

impliquant que les lignes ou surfaces équipotentiels sont orthogonales aux lignes de champ.

Leur équation est donnée par $V(x, y, z) = \text{constante}$, qui définit une surface.

En deux dimensions dans le plan xOy , $V(x, y) = \text{constante}$ définit une ligne équipotentielle.

10 - Annexe1: quelques constantes fondamentales universelles en physique

Unités fondamentales: mètre, kg, seconde, Ampère, Kelvin (les autres unités s'y ramènent)

$C = 3 \cdot 10^8$ m/s vitesse de la lumière dans le vide

$e = 1.6 \cdot 10^{-19}$ C charge de l'électron

$m_e = 9.1 \cdot 10^{-31}$ kg masse de l'électron

$m_p = 1.67 \cdot 10^{-27}$ kg masse du proton

$h = 6.62 \cdot 10^{-34}$ constante de Planck

$k = 1.38 \cdot 10^{-23}$ constante de Boltzmann

$N = 6.02 \cdot 10^{23}$ nombre d'Avogadro

$R = 8.32$ J K⁻¹ mole⁻¹ constante des gaz parfaits

$R_H = 13.6$ eV constante de Rydberg

$\mu_0 = 4 \pi \cdot 10^{-7}$ perméabilité magnétique du vide

$G = 6.67 \cdot 10^{-11}$ constante gravitationnelle

$1/(4 \pi \epsilon_0) = 9 \cdot 10^9$ permittivité du vide

11 - Annexe2: quelques constantes spécifiques au soleil

$M_S = 2 \cdot 10^{30}$ kg masse solaire

$R_S = 696000$ km rayon solaire

$g_S = 275$ m/s² accélération de la pesanteur à la surface solaire = $G M_S / R_S^2$

$L = 3.86 \cdot 10^{26}$ W luminosité solaire (luminosité d'1 m² de surface: $6.3 \cdot 10^7$ W)

1 UA = 149600000 km distance moyenne Terre/Soleil

$V_1 = 620$ km/s vitesse de libération

$T_e = 5800$ K température effective

Composition : H 92.1% et He 7.8%, autres éléments (O, C, N, Fe, Mg, Ca...) en trace (0.1%)

Rotation : 26 jours à l'équateur, 31 jours aux pôles, inclinaison de 6° sur l'écliptique

Electromagnétisme A

- les champs \mathbf{E} et \mathbf{B} définis par leur action sur une charge: force de Lorentz
- travail et énergie
- accélération d'une charge par un champ électrique
- déviation d'une charge par un champ magnétique; pulsation, rayon de giration, miroir magnétique
- déviation d'une charge dans un champ magnétique; équation horaire
- oscillateur harmonique en présence de champ magnétique; effet Zeeman
- oscillateur harmonique dans un champ électrique oscillant; profil d'amortissement en fréquence

I - Force de Lorentz subie par une charge dans un champ électrique et dans un champ magnétique

Une particule de charge q mobile, de vitesse \mathbf{v} , plongée dans un champ électrique \mathbf{E} et dans un champ magnétique \mathbf{B} , subit la force de Lorentz:

$$\mathbf{F} = q (\mathbf{E} + \mathbf{v} \wedge \mathbf{B})$$

$q \mathbf{E}$ est une force électrique, colinéaire au champ électrique \mathbf{E} .

$q \mathbf{v} \wedge \mathbf{B}$ est une force magnétique, orthogonale à la fois à la vitesse \mathbf{v} de la charge et au champ magnétique \mathbf{B} .

Unités: \mathbf{E} se mesure en Volts/m; \mathbf{B} en Tesla (T); q en Coulomb (C); \mathbf{v} en m/s.

Rappel: charge élémentaire $e = 1.6 \cdot 10^{-19}$ C; le proton a la charge $+e$, l'électron la charge $-e$.

II - Travail de la force de Lorentz et énergie mécanique

Le travail élémentaire est $dW = \mathbf{F} \cdot d\mathbf{OM}$, où $d\mathbf{OM}$ est un déplacement élémentaire de la charge située en M, l'origine du repère étant en O; la vitesse \mathbf{v} est reliée à $d\mathbf{OM}$ par $\mathbf{v} = d\mathbf{OM}/dt$.

$$dW = q \mathbf{E} \cdot d\mathbf{OM} + q (\mathbf{v} \wedge \mathbf{B}) \cdot d\mathbf{OM}$$

$$dW = q \mathbf{E} \cdot \mathbf{v} dt + q (\mathbf{v} \wedge \mathbf{B}) \cdot \mathbf{v} dt$$

Or $(\mathbf{v} \wedge \mathbf{B}) \cdot \mathbf{v} = 0$ car $(\mathbf{v} \wedge \mathbf{B})$ est un vecteur orthogonal au vecteur vitesse \mathbf{v}

Donc $dW = q \mathbf{E} \cdot \mathbf{v} dt$

La puissance de la force de Lorentz est $\mathcal{P} = q \mathbf{E} \cdot \mathbf{v}$ (Watts)

La force magnétique ne travaille pas; sa puissance est nulle; seule la force électrique travaille.

Si m désigne la masse de la particule de charge q , le principe fondamental de la dynamique implique:

$$m \, d\mathbf{v}/dt = q \mathbf{E} + q (\mathbf{v} \wedge \mathbf{B})$$

Effectuons le produit scalaire avec \mathbf{v} ; il vient: $d(1/2 m \mathbf{v}^2)/dt = q \mathbf{E} \cdot \mathbf{v} = q \mathbf{E} \cdot d\mathbf{OM}/dt$

$$d'(1/2 m \mathbf{v}^2) = q \mathbf{E} \cdot d\mathbf{OM}$$

Si E dérive du potentiel électrostatique V , on a $\mathbf{E} = -\text{grad}(V)$
 d'où $d(\frac{1}{2} m \mathbf{v}^2) = -q \text{grad}(V) \cdot d\mathbf{OM} = -q dV$ car par définition, $dV = \text{grad}(V) \cdot d\mathbf{OM}$

La quantité $\frac{1}{2} m \mathbf{v}^2 + qV$ est conservée. C'est l'énergie mécanique de la particule chargée.

$\frac{1}{2} m \mathbf{v}^2$ est l'énergie cinétique et qV est l'énergie potentielle.

III - Mouvement d'une particule chargée dans un champ électrique constant

Supposons qu'une particule ponctuelle de charge q et de masse m soit soumise à la seule force électrique $\mathbf{F} = q \mathbf{E}$, où \mathbf{E} est invariable dans l'espace et dans le temps.

Le principe fondamental de la dynamique s'écrit:

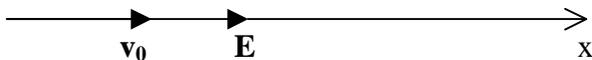
$$m \frac{d^2\mathbf{OM}}{dt^2} = m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q \mathbf{E}$$

ce qui s'intègre vectoriellement:

$$\begin{aligned} \mathbf{v}(t) &= d\mathbf{OM}/dt = (q \mathbf{E} / m) t + \mathbf{v}_0 && \text{où } \mathbf{v}_0 \text{ est la vitesse initiale de la charge.} \\ \mathbf{OM}(t) &= (\frac{1}{2} q \mathbf{E} / m) t^2 + \mathbf{v}_0 t + \mathbf{OM}_0 && \text{où } \mathbf{M}_0 \text{ est la position initiale de la charge.} \end{aligned}$$

Exemple 1:

\mathbf{E} et \mathbf{v}_0 sont colinéaires; la charge a pour abscisse $x(t)$ et pour vitesse $v(t)$ sur un axe Ox ; sa position initiale est l'abscisse x_0



$$v(t) = (q E / m) t + v_0$$

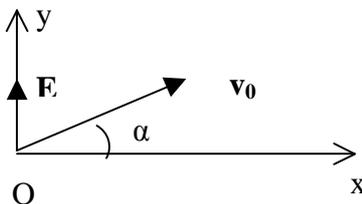
et

$$x(t) = (\frac{1}{2} q E / m) t^2 + v_0 t + x_0$$

Il s'agit d'un mouvement rectiligne, accéléré ou ralenti.

Exemple 2:

la charge a pour coordonnées $[x(t), y(t)]$ et pour vitesse $[v_x(t), v_y(t)]$ dans le repère (xOy) ; en $t=0$, elle est au point O et possède la vitesse initiale $\mathbf{v}_0 [v_0 \cos(\alpha), v_0 \sin(\alpha)]$



$$\text{On a: } \mathbf{v}(t) = d\mathbf{OM}/dt = (q \mathbf{E} / m) t + \mathbf{v}_0 \text{ et } \mathbf{OM}(t) = (\frac{1}{2} q \mathbf{E} / m) t^2 + \mathbf{v}_0 t + \mathbf{OM}_0$$

Ces deux équations se projettent sur les axes Ox et Oy :

$$\begin{cases} v_x(t) = v_0 \cos(\alpha) & \text{mouvement à vitesse constante selon } Ox \\ v_y(t) = (q E / m) t + v_0 \sin(\alpha) & \text{mouvement accéléré ou ralenti selon } Oy \end{cases}$$

$$\begin{cases} x(t) = v_0 \cos(\alpha) t \\ y(t) = (\frac{1}{2} q E / m) t^2 + v_0 \sin(\alpha) t \end{cases}$$

On peut éliminer le temps t entre les deux équations; on obtient l'équation de la trajectoire:

$$y = (1/2 q E / m) (x / v_0 \cos(\alpha))^2 + x \tan(\alpha)$$

Il s'agit d'une parabole.

Conclusion: les charges sont accélérées ou ralenties par un champ électrique. L'énergie cinétique de la particule varie.

IV - Mouvement d'une particule chargée dans un champ magnétique; pulsation gyromagnétique et rayon de giration

Supposons qu'une particule ponctuelle de charge q et de masse m soit soumise à la seule force magnétique $\mathbf{F} = q \mathbf{v} \wedge \mathbf{B}$, où \mathbf{B} est invariable dans l'espace et dans le temps.

Le principe fondamental de la dynamique s'écrit:

$$m \, d\mathbf{v}/dt = q \mathbf{v} \wedge \mathbf{B}$$

Le produit scalaire avec \mathbf{v} donne $m \mathbf{v} \cdot d\mathbf{v}/dt = d(1/2 m v^2) / dt = 0$.

L'énergie cinétique de la particule est constante. La norme v du vecteur vitesse est invariable.

Considérons maintenant la dérivée du produit scalaire $\mathbf{v} \cdot \mathbf{B}$ par rapport au temps en supposant que \mathbf{B} ne varie pas au cours du temps:

$$d(\mathbf{v} \cdot \mathbf{B})/dt = d\mathbf{v}/dt \cdot \mathbf{B} = q/m (\mathbf{v} \wedge \mathbf{B}) \cdot \mathbf{B} = 0 \text{ puisque } \mathbf{v} \wedge \mathbf{B} \text{ et } \mathbf{B} \text{ sont orthogonaux.}$$

On en déduit que le produit scalaire $\mathbf{v} \cdot \mathbf{B}$ est constant.

On peut décomposer le vecteur vitesse \mathbf{v} en 2 composantes, $\mathbf{v}_{//}$ dans la direction du champ magnétique et \mathbf{v}_{\perp} dans le plan orthogonal au champ tel que $\mathbf{v} = \mathbf{v}_{//} + \mathbf{v}_{\perp}$. On a alors avec $v = \|\mathbf{v}\|$, $v_{//} = \|\mathbf{v}_{//}\|$, $v_{\perp} = \|\mathbf{v}_{\perp}\|$ et $B = \|\mathbf{B}\|$:

$v^2 = v_{//}^2 + v_{\perp}^2 = \text{constante}$ $v_{//} B = \text{constante}$	<i>Conséquence: $B = \text{constante}$, alors $v_{//} = \text{constante}$ et $v_{\perp} = \text{constante}$</i>
--	---

Mouvement dans un champ magnétique de la forme $\mathbf{B} = B \mathbf{e}_z$

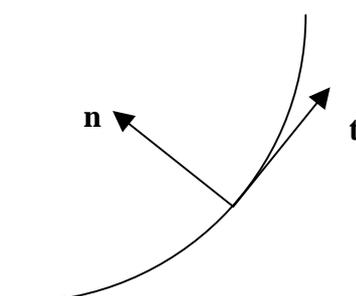
$\mathbf{v}_{//}$ est dans la direction Oz du champ magnétique et \mathbf{v}_{\perp} dans le plan orthogonal xOy que l'on munit du repère de Frénet (\mathbf{t}, \mathbf{n}) où \mathbf{t} est la tangente à la trajectoire et \mathbf{n} la normale. $(\mathbf{t}, \mathbf{n}, \mathbf{e}_z)$ forment un trièdre orthonormé.

L'équation du mouvement s'écrit:

$$m \, d\mathbf{v}/dt = m \, d\mathbf{v}_{//}/dt + m \, d\mathbf{v}_{\perp}/dt = q \mathbf{v} \wedge \mathbf{B} = q \mathbf{v}_{\perp} \wedge \mathbf{B}$$

Posons $\mathbf{v}_{//} = v_{//} \mathbf{e}_z$ et $\mathbf{v}_{\perp} = v_{\perp} \mathbf{t}$

On a d'une part:



$$v_{\perp} \wedge \mathbf{B} = v_{\perp} \mathbf{t} \wedge \mathbf{B} \mathbf{e}_z = -v_{\perp} B \mathbf{n}$$

et d'autre part:

$$dv_{\perp}/dt = dv_{\perp}/dt \mathbf{t} + v_{\perp} dt/dt$$

Attention ! Ne pas confondre t, temps, et \mathbf{t} , vecteur unitaire tangent !

Or $dt/dt = (dt/ds) (ds/dt)$ où s est l'abscisse curviligne de la charge dans le plan xOy; $v_{\perp} = ds/dt$; et $dt/ds = \mathbf{n}/R$ où R est le rayon de courbure de la trajectoire.

$$\text{Donc } dv_{\perp}/dt = dv_{\perp}/dt \mathbf{t} + (v_{\perp}^2/R) \mathbf{n}$$

$$\text{et } m dv_{\parallel}/dt \mathbf{e}_z + m dv_{\perp}/dt \mathbf{t} + (m v_{\perp}^2/R) \mathbf{n} = -q v_{\perp} B \mathbf{n}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{sur } \mathbf{e}_z, \text{ on obtient: } dv_{\parallel}/dt = 0 \text{ d'où } v_{\parallel} = \text{constante} \\ \text{sur } \mathbf{t}, \text{ on obtient: } dv_{\perp}/dt = 0 \text{ d'où } v_{\perp} = \text{constante} \\ \text{et} \\ \text{sur } \mathbf{n}, \text{ on obtient: } m v_{\perp}^2/R = -q v_{\perp} B \text{ d'où } R = -m v_{\perp} / q B \text{ rayon de giration} \end{array} \right.$$

$$\text{et le vecteur rotation de la charge } \mathbf{\Omega} = - (q B / m) \mathbf{e}_z$$

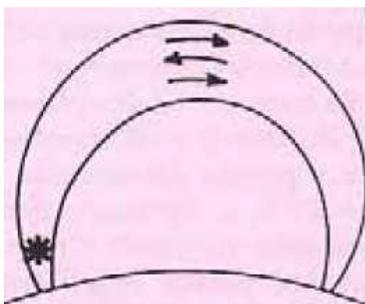
$$\text{L'accélération dans le plan xOy est donnée par } \mathbf{a}_{\perp} = dv_{\perp}/dt = \mathbf{\Omega} \wedge \mathbf{v}_{\perp}$$

$$\text{La quantité } \|\mathbf{\Omega}\| = |q B / m| \text{ porte le nom de pulsation gyromagnétique.}$$

Si le champ magnétique est uniforme, le rayon de courbure R est uniforme et la trajectoire est un cercle dans le plan xOy. Il est parcouru dans le sens horaire ou antihoraire selon le signe du produit $(q B)$. Dans l'espace, le mouvement est une hélice d'axe parallèle à \mathbf{e}_z et de pas $h = v_{\parallel} T$ où T est le temps de parcours du cercle égal à $2\pi/\Omega$. Le moment cinétique est constant et vaut $m v_{\perp} R$.

Conclusion: les charges sont déviées par un champ magnétique. L'énergie cinétique de la particule ne varie pas.

Application: le phénomène de piégeage de charges par miroir magnétique



A la surface du Soleil, le phénomène de miroir magnétique se produit lorsqu'une particule chargée se déplace d'une zone de champ magnétique faible (sommet d'une arche magnétique) vers ses pieds d'ancrage où le champ magnétique est fort. La vitesse de dérive v_{\parallel} , maximale au sommet de l'arche, diminue vers ses pieds, peut s'annuler et s'inverser.

Le champ magnétique \mathbf{B} étant à flux conservatif, on peut écrire en première approximation:

$$B S = \text{constante}, \text{ où } S \text{ est la section de l'arche. Cette ci diminue du sommet vers les pieds de l'arche, de sorte que le champ magnétique } B \text{ augmente.}$$

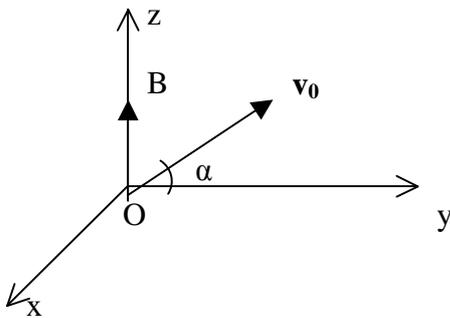
Cependant, $v_{\parallel} B = \text{constante}$ implique que v_{\parallel} diminue du sommet vers les pieds de l'arche.

De $v^2 = v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2 = \text{constante}$, on en déduit que v_{\perp} augmente vers les pieds de l'arche.

Aux ordres de grandeur, en supposant que S est voisin de R^2 , rayon de giration, B varie en $1/R^2$ et $v_{//}$ varie en R^2 ; comme $R \rightarrow 0$ aux pieds, $v_{//} \rightarrow 0$ aux pieds, donc $v_{//}$ peut s'annuler et s'inverser.

Sachant que $R = m v_{\perp} / q B$, on en déduit que v_{\perp} varie en $1/R$, donc $v_{\perp} \rightarrow \infty$ aux pieds.

V - Mouvement d'une particule chargée dans un champ magnétique uniforme; équation horaire



On considère une particule de charge q et de masse m plongée dans un champ magnétique uniforme $\mathbf{B} = B \mathbf{e}_z$, située à l'instant $t = 0$ à l'origine O du repère, et de vitesse initiale \mathbf{v}_0 contenue dans le plan (yOz) , de coordonnées $(0, v_0 \cos\alpha, v_0 \sin\alpha)$. La particule est à l'instant t en M de coordonnées (x, y, z) et sa vitesse \mathbf{v} a pour composantes $(dx/dt, dy/dt, dz/dt)$.

Le principe fondamental de la dynamique s'écrit:

$m d\mathbf{v}/dt = q \mathbf{v} \wedge \mathbf{B}$, équation que l'on projette sur les 3 axes.

$$\begin{cases} \text{Selon Ox: } m d^2x/dt^2 = q B dy/dt & (1) \\ \text{Selon Oy: } m d^2y/dt^2 = -q B dx/dt & (2) \\ \text{Selon Oz: } m d^2z/dt^2 = 0 & (3) \end{cases}$$

La troisième équation donne immédiatement $dz/dt = v_0 \sin\alpha = \text{constante}$, et $z(t) = v_0 \sin\alpha t$

Le mouvement se fait donc à vitesse constante dans la direction du champ magnétique.

Les deux premières équations sont couplées; pour les résoudre, on va les combiner en posant $u(t) = x(t) + i y(t)$ et on calcule $(1) + i (2)$, ce qui donne:

$$m d^2u/dt^2 = -i q B du/dt$$

avec la condition initiale en $t = 0$: $du/dt = i v_0 \cos\alpha$, on obtient:

$$du/dt = i v_0 \cos\alpha \exp(-i \omega t) = i v_0 \cos\alpha [\cos(\omega t) - i \sin(\omega t)] = v_0 \cos\alpha [\sin(\omega t) + i \cos(\omega t)]$$

où $\boxed{\omega = q B / m}$ est la pulsation gyromagnétique.

$$\begin{cases} dx/dt = v_0 \cos\alpha \sin(\omega t) \\ dy/dt = v_0 \cos\alpha \cos(\omega t) \end{cases}$$

Dans le plan xOy , la vitesse est égale à $v_0 \cos\alpha$; selon l'axe Oz , la vitesse vaut $v_0 \sin\alpha$; la norme du vecteur vitesse est donc constante et égale à v_0 .

$$\begin{cases} x(t) = v_0 \cos\alpha (1 - \cos(\omega t)) / \omega \\ y(t) = v_0 \cos\alpha \sin(\omega t) / \omega \end{cases}$$

d'où l'équation de la trajectoire dans le plan xOy:

$$(x - v_0 \cos\alpha / \omega)^2 + y^2 = (v_0 \cos\alpha / \omega)^2$$

C'est un cercle de centre $C(v_0 \cos\alpha / \omega, 0)$ et de rayon $R = v_0 \cos\alpha / \omega$, dit rayon de giration.

Au bout d'une rotation effectuée en un temps $T = 2\pi / \omega$, la particule a dérivé sur l'axe Oz de la quantité $h = v_0 \sin\alpha T = 2\pi v_0 \sin\alpha / \omega$.

La trajectoire dans l'espace est donc une hélice de pas h dont l'axe est parallèle au champ magnétique, décrite à vitesse constante, avec un rayon R de giration constant.

On remarque que $h / R = 2\pi \tan(\alpha)$, rapport qui ne dépend que de l'orientation de la vitesse initiale.

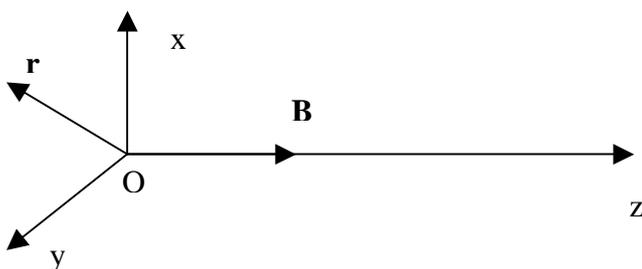
La force de Lorentz a pour composantes: $q B v_0 \cos\alpha [\cos(\omega t), -\sin(\omega t), 0]$, sa norme est invariable et vaut $q B v_0 \cos\alpha$. Elle est radiale. Le moment de cette force par rapport à l'axe de l'hélice est donc nul, impliquant la constance du moment cinétique K égal à:

$$K = m v_0 \cos\alpha R = m v_0^2 \cos^2\alpha / \omega$$

VI - Oscillateur harmonique en présence de champ magnétique et effet Zeeman

Considérons un modèle d'atome très simplifié dans lequel l'électron mobile en M autour du noyau immobile situé en O est décrit par un oscillateur harmonique, c'est à dire dont la force de rappel est décrite par $-k \mathbf{OM}$, où k est une constante positive. La charge de l'électron est -e et sa masse est m. On plonge cet électron dans un champ magnétique extérieur, de sorte qu'il subit deux forces, la force de rappel vers O et la force de Lorentz.

Mouvement de l'électron dans le champ magnétique



On choisit un champ magnétique uniforme et on oriente l'axe Oz tel que $\mathbf{B} = B \mathbf{e}_z$

L'électron est situé à l'extrémité du vecteur $\mathbf{OM} = \mathbf{r}(x,y,z)$. On pose:

$\omega_0^2 = k/m$ pulsation propre liée à la force de rappel
et

$\omega_g = eB/m$ pulsation gyromagnétique.

Le principe fondamental de la dynamique appliqué à l'électron s'écrit vectoriellement:

$$m \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = -k \mathbf{r} - e \frac{d\mathbf{r}}{dt} \wedge \mathbf{B} \mathbf{e}_z$$

En projection sur les axes, cette équation devient:

$$\begin{cases} \frac{d^2 x}{dt^2} + \omega_0^2 x + \omega_g \frac{dy}{dt} = 0 & (1) \\ \frac{d^2 y}{dt^2} + \omega_0^2 y - \omega_g \frac{dx}{dt} = 0 & (2) \\ \frac{d^2 z}{dt^2} + \omega_0^2 z = 0 & (3) \end{cases}$$

La 3ème équation donne par exemple $z(t) = z_0 \cos(\omega_0 t)$, qui représente une vibration selon l'axe Oz de pulsation ω_0 dans la direction du champ magnétique. On dit que la vibration est polarisée linéairement selon Oz.

Pour résoudre les deux premières équations donnant le mouvement vibratoire dans le plan xOy, on pose $u = x + i y$ et on effectue (1) + i (2). Il vient:

$$\frac{d^2 u}{dt^2} + \omega_0^2 u - i \omega_g \frac{du}{dt} = 0$$

Posons $u = u_0 e^{i\omega t}$, on obtient $u_0 e^{i\omega t} (-\omega^2 + \omega_0^2 + \omega_0 \omega_g) = 0$

Nous recherchons les solutions de $(-\omega^2 + \omega_0^2 + \omega_0 \omega_g) = 0$ telles que $\omega_g \ll \omega_0$. On obtient alors les deux solutions:

$$\boxed{\omega = \omega_g/2 + \omega_0 \text{ et } \omega = \omega_g/2 - \omega_0}, \text{ ce qui donne les deux autres solutions possibles:}$$

$$\begin{cases} u_1 = u_0 [\cos(\omega_0 + \omega_g/2)t + i \sin(\omega_0 + \omega_g/2)t] \\ \text{et} \\ u_2 = u_0 [\cos(\omega_0 - \omega_g/2)t - i \sin(\omega_0 - \omega_g/2)t] \end{cases}$$

$$\boxed{\omega_L = \omega_g/2 = e B / 2 m} \text{ s'appelle pulsation de Larmor}$$

En supposant que $u_0 = x_0$ (réel), on en déduit les deux vibrations suivantes selon la valeur de ω :

$$\begin{cases} x = x_0 \cos(\omega_0 + \omega_g/2)t \\ y = x_0 \sin(\omega_0 + \omega_g/2)t \end{cases} \quad \text{ou} \quad \begin{cases} x = x_0 \cos(\omega_0 - \omega_g/2)t \\ y = -x_0 \sin(\omega_0 - \omega_g/2)t \end{cases}$$

Ces deux vibrations décrivent un cercle, puisque $(x^2 + y^2) = \text{cte}$, on dit qu'elles sont polarisées circulairement droite et gauche selon le sens de rotation du vecteur $\mathbf{r}(x,y,0)$ dans le plan perpendiculaire au champ magnétique.

L'écart entre les deux pulsations étant $\Delta\omega = \omega_g$, on en déduit l'écart en longueur d'onde sachant que $\lambda = C 2\pi/\omega$:

$$\Delta\lambda = \lambda^2 \Delta\omega / 2\pi C = \lambda^2 \omega_g / 2\pi C = (e / 2\pi m C) \lambda^2 B$$

On note par convention $\Delta\lambda_B = (e / 4\pi m C) \lambda^2 B$ de sorte que l'écartement est $\Delta\lambda = 2 \Delta\lambda_B$

et numériquement $\Delta\lambda_B = 4.67 \cdot 10^{-13} \lambda^2 B$

avec dans cette formule **B** en Gauss ($1 \text{ G} = 10^{-4} \text{ T}$), λ et $\Delta\lambda_B$ en Angströms (10^{-10} m).

Effet Zeeman

La mécanique quantique transforme cette expression en introduisant simplement un facteur multiplicatif, le facteur de Landé équivalent g^* de la transition (ce facteur est tabulé):

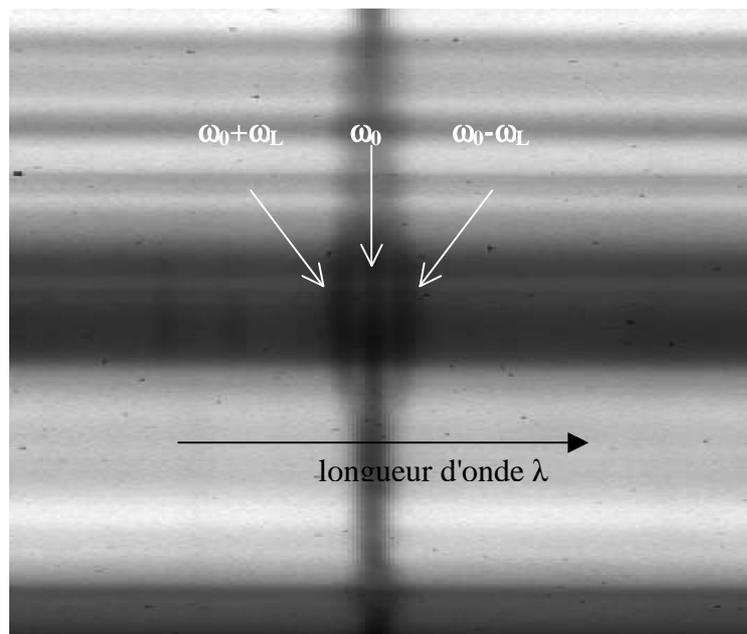
$$\Delta\lambda_B = (e / 4\pi m C) g^* \lambda^2 B = 4.67 \cdot 10^{-13} g^* \lambda^2 B \quad \text{avec } B \text{ en Gauss, } \lambda \text{ et } \Delta\lambda_B \text{ en Angströms.}$$

Il y a en conclusion trois solutions possibles:

- une vibration dans la direction du champ magnétique à la pulsation ω_0 de l'oscillateur harmonique
- deux vibrations dans un plan orthogonal au champ magnétique ayant pour pulsation $\omega_0 + \omega_L$ ou $\omega_0 - \omega_L$ qui sont polarisées circulairement droite et gauche ($\omega_L = \omega_g/2$ pulsation de Larmor).

L'écart $\Delta\omega = \omega_g$ entre les deux pulsation ou l'écart en longueur d'onde $\Delta\lambda$ est proportionnel au module B du champ magnétique.

C'est l'effet Zeeman. On l'observe sur une raie spectrale atomique (exemple ci dessous) centrée sur la pulsation ω_0 sans champ magnétique; en présence de champ, deux autres composantes centrées sur $\omega_0 + \omega_L$ et $\omega_0 - \omega_L$ apparaissent. La mesure de leur écartement permet de connaître la valeur du champ magnétique à distance, en examinant les spectres de certains atomes. Application: mesure des champs magnétiques solaires et stellaires.



Raie FeI 6173 A sur une tache solaire

VII - Oscillateur harmonique en présence d'un champ électrique et profil d'amortissement en fréquence

Un modèle très simple permet d'expliquer les profils en fréquence des raies spectrales qui caractérisent un gaz en interaction avec le rayonnement ambiant (ondes lumineuses). Considérons un modèle unidimensionnel composé un électron de position $x(t)$ lié au noyau de l'atome par la force de rappel $-kx$, subissant un amortissement $-m\gamma dx/dt$, et oscillant dans un champ électrique de la forme $E e^{i\omega t}$ représentant une vibration lumineuse de pulsation $\omega = 2\pi\nu$ ou de fréquence ν . m et $-e$ sont respectivement la masse et la charge de l'électron; γ représente son amortissement (en s^{-1}). Le principe fondamental de la dynamique donne selon Ox:

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + m\gamma \frac{dx}{dt} + kx = -e E e^{i\omega t}$$

et l'on pose $x = X e^{i\omega t}$, où X est l'amplitude complexe du mouvement.

On a alors: $(-m\omega^2 + i\omega m\gamma + k) X = -e E$

d'où $X = (-e/m) E / (\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega)$

$\omega_0 = (k/m)^{1/2}$ est la pulsation propre, qui décrit de façon très simplifiée le fait que l'électron est lié au noyau par une force de rappel.

Nous nous intéressons à la puissance moyenne dissipée par la force de frottement $\langle m\gamma(dx/dt)^2 \rangle$, qui dans la réalité correspond à la perte d'énergie de l'électron lié parce qu'il rayonne en se comportant comme un dipôle oscillant (rayonnement dipolaire électrique, théorie des potentiels retardés).

Comme $\langle (dx/dt)^2 \rangle = 1/2 |(dx/dt)|^2 = 1/2 |X|^2 \omega^2$, la puissance moyenne absorbée par la dissipation est égale à :

$$\langle P_f \rangle = 1/2 m\gamma |X|^2 \omega^2 = 1/2 \gamma (e^2/m) E^2 \omega^2 / [(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2]$$

En posant $\omega = 2\pi\nu$, il vient $\langle P_f \rangle = (\gamma/8\pi^2) (e^2/m) E^2 / [(v_0^2/\nu - \nu)^2 + (\gamma/2\pi)^2]$

Au voisinage de la fréquence de résonance ν_0 , on a $(v_0^2/\nu - \nu) \approx 2(\nu_0 - \nu)$, d'où

$$\langle P_f \rangle \approx (\gamma/32\pi^2) (e^2/m) E^2 / [(\nu - \nu_0)^2 + (\gamma/4\pi)^2]$$

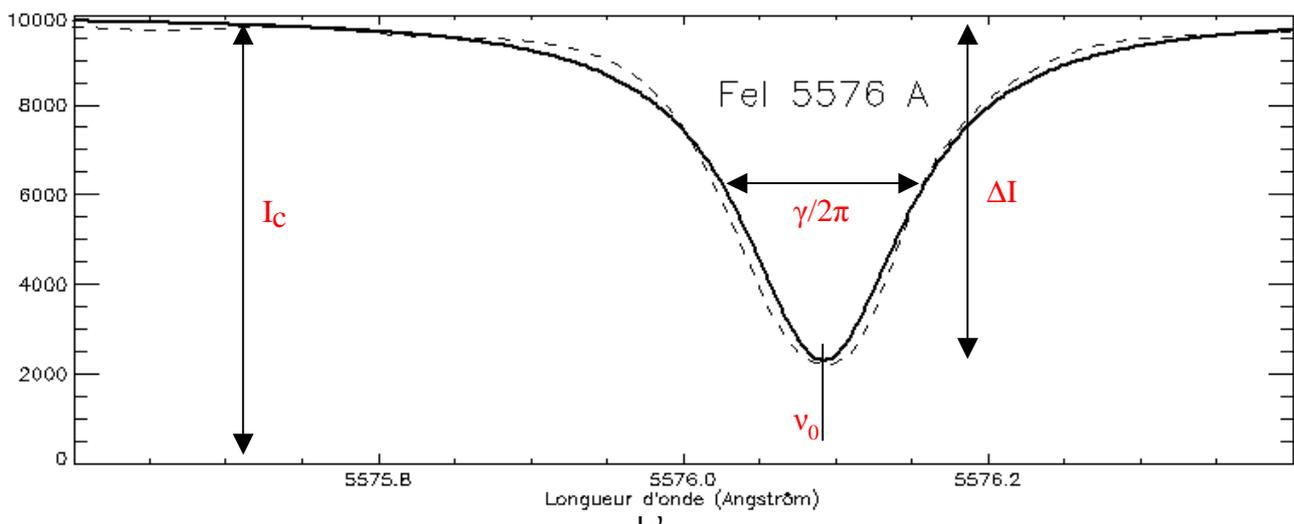
La section efficace σ (en m^2) de photo excitation caractérise l'interaction entre le rayonnement et l'électron lié à l'atome; elle est définie comme le rapport de la puissance moyenne dissipée $\langle P_f \rangle$ (en W) à la puissance moyenne électromagnétique transportée par unité de surface (moyenne du vecteur de Poynting $\langle P \rangle$ en W/m^2), égale au produit $C \epsilon_0 E^2/2$:

$$\sigma(\nu) = \langle P_f \rangle / \langle P \rangle = \langle P_f \rangle / (C \epsilon_0 E^2/2) \text{ proportionnel à } \boxed{L(\nu) = (\gamma/4\pi)^2 / [(\nu - \nu_0)^2 + (\gamma/4\pi)^2]}$$

Il s'agit d'un profil "Lorentzien", présentant un pic à la résonance ν_0 et de largeur à mi hauteur $\gamma/2\pi$.

ν_0 est assimilable à la fréquence centrale d'une raie spectrale atomique, la quantité $\gamma/2\pi$ représentant alors la largeur naturelle de la raie ou élargie par les collisions, de l'ordre de $10^{-11} s^{-1}$.

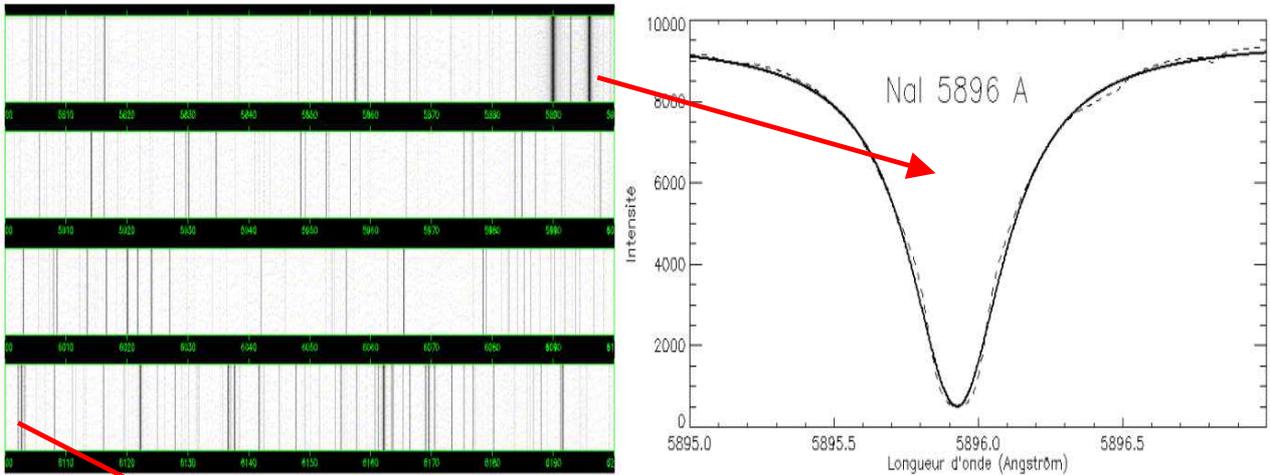
Cependant, dans l'atmosphère solaire, les profils sont plutôt renversés, en absorption.



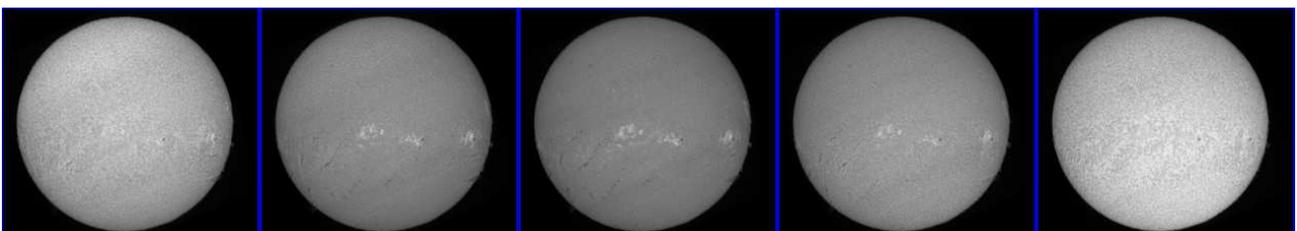
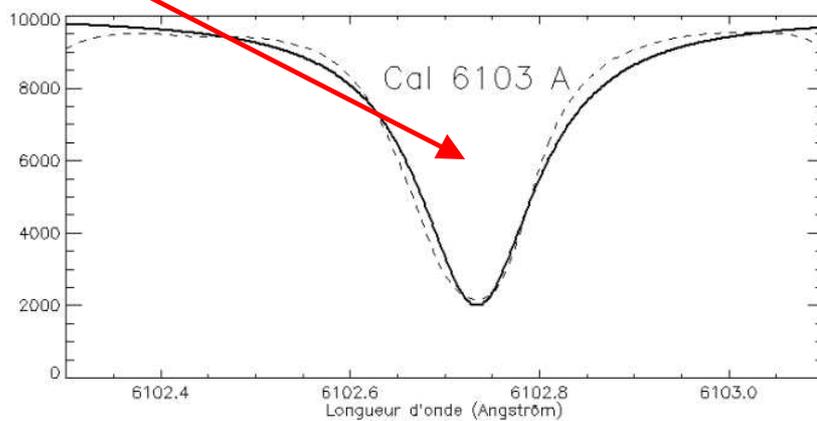
On effectue alors un ajustement (trait continu —) entre le profil d'une raie solaire observée (ici en tirets ----) et la fonction intensité:

$$I(\nu) = I_c - \Delta I L(\nu)$$

où $L(\nu)$ est le profil Lorentzien ci dessus (fonction variant entre 0 et 1, égale à 1 à la résonance), I_c l'intensité du rayonnement continu (figure) et ΔI la dépression centrale de la raie (figure). Pour de nombreuses raies d'atomes lourds, l'ajustement est bon. Par contre, pour des atomes plus légers (Hydrogène), il l'est moins. En effet, on n'a pas tenu compte, par simplicité, de l'agitation thermique des atomes, qui confère au coeur des raies un profil plutôt de forme gaussienne, et cette agitation thermique est d'autant plus forte que les éléments ont une faible masse.



Exemples de raies spectrales dans l'atmosphère du soleil: Sodium à 589.6 nm, Calcium à 610.3 nm
 En trait pointillé: profil observé de la raie en fonction de la longueur d'onde
 En trait continu: fonction $I(\nu) = I_c - \Delta I L(\nu)$ ajustée au profil observé



L'exploration des profils des raies permet de sonder l'atmosphère solaire en profondeur; ici plusieurs couches de la chromosphère dans la raie H alpha de l'Hydrogène

Electromagnétisme B

- équations de Maxwell dans un conducteur, locales et globales, potentiel scalaire et vecteur, équation de conservation de la charge; densité de charge et de courant électrique
- équations de Maxwell dans le vide et ondes électromagnétiques
- équations de Maxwell dans un diélectrique et ondes électromagnétiques; onde de plasma
- équations de Maxwell en régime permanent: électrostatique et magnétostatique; dipôle
- loi d'Ohm et conductivité; loi d'Ohm pour un conducteur mobile
- ARQS dans un milieu conducteur; induction magnétique dans un circuit: loi de Faraday, loi de Lenz; courant induit; loi d'Ohm généralisée dans un circuit
- équation de conservation de l'énergie, densité d'énergie, pression électrostatique et magnétique
- force de Laplace subie par un courant volumique ou linéique
- analogie champ de gravitation/champ électrostatique.

I - Equations de Maxwell locales et globales dans un milieu conducteur

Maxwell (1831-1879) est un physicien écossais qui a développé la formulation mathématique des travaux antérieurs sur l'électricité et le magnétisme, réalisés notamment par Gauss (1777-1855), Faraday (1791-1867) et Ampère (1775-1836). Il proposa un ensemble de 20 équations présentées la première fois à la Royal Society en 1864 qui décrivent le champ électrique et le champ magnétique ainsi que leur interaction avec la matière (charges et courants). Mais il faudra attendre l'avènement du calcul opérationnel et de l'analyse vectorielle vers 1900 pour aboutir aux 4 équations ci dessous.

Equations de Maxwell locales dans un milieu conducteur

Nous postulons les 4 équations locales suivantes:

$\text{div } \mathbf{E} = \rho/\epsilon_0$	<i>Equation de Maxwell Gauss</i>
$\text{rot } \mathbf{E} = - \partial \mathbf{B}/\partial t$	<i>Equation de Maxwell Faraday</i>
$\text{div } \mathbf{B} = 0$	<i>Equation de Maxwell Thomson ou flux</i>
$\text{rot } \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j} + \mu_0 \epsilon_0 \partial \mathbf{E}/\partial t$	<i>Equation de Maxwell Ampère</i>

avec les quantités suivantes dépendant du temps t et des coordonnées spatiales (x, y, z) :

\mathbf{E} champ électrique (unité: Volt/mètre ou V m^{-1}) - *champ vectoriel*

\mathbf{B} champ magnétique (unité: Tesla ou T) - *champ vectoriel*

\mathbf{j} densité volumique de courant électrique (unité: Ampère m^{-2}) - *champ vectoriel*

ρ densité volumique de charge électrique (unité: Coulomb m^{-3}) - *champ scalaire*

ϵ_0 est la permittivité du vide ($1/4\pi\epsilon_0 = 9 \cdot 10^9$ unités SI)

μ_0 est la perméabilité magnétique du vide ($4\pi \cdot 10^{-7}$ unités SI)

avec entre eux la relation $\mu_0 \epsilon_0 C^2 = 1$ où $C = 3 \cdot 10^8 \text{ m s}^{-1}$ est la vitesse de la lumière dans le vide.

Les équations sont couplées. Les charges ρ ou un champ magnétique variable sont source de \mathbf{E} (équations de Maxwell Gauss et Faraday), tandis que la densité de courant électrique \mathbf{j} ou un champ électrique variable sont source de \mathbf{B} (Maxwell Ampère). En régime stationnaire (électrostatique, magnétostatique), les équations sont découplées. Les charges sont source de \mathbf{E} et les courants source de \mathbf{B} . div , rot sont les opérateurs "divergence" et "rotationnel" agissant sur les variables d'espace (voir le formulaire, en coordonnées cartésiennes, cylindriques ou sphériques).

Par exemple, en coordonnées cartésiennes, si \mathbf{E} a pour composantes (E_x, E_y, E_z) dans un repère orthonormé de vecteurs unitaires $(\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z)$, et si ∇ est l'opérateur "nabla" des dérivées partielles par rapport aux variables d'espace x, y, z , soit $\nabla = (\partial/\partial x, \partial/\partial y, \partial/\partial z)$:

$$\text{div } \mathbf{E} = \partial E_x/\partial x + \partial E_y/\partial y + \partial E_z/\partial z = \nabla \cdot \mathbf{E}$$

$$\text{rot } \mathbf{E} = (\partial E_z/\partial y - \partial E_y/\partial z, \partial E_x/\partial z - \partial E_z/\partial x, \partial E_y/\partial x - \partial E_x/\partial y) = \nabla \wedge \mathbf{E}$$

$\partial/\partial t$ désigne la dérivée partielle par rapport au temps t .

A ces quatre équations couplées en termes de \mathbf{E} et \mathbf{B} , nous ajoutons:

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= -\text{grad } V - \partial \mathbf{A}/\partial t \\ \mathbf{B} &= \text{rot } \mathbf{A} \\ \text{et la condition de jauge de Coulomb, } \text{div } \mathbf{A} &= 0 \end{aligned}$$

V est le potentiel scalaire (unité: Volt) - *champ scalaire*

\mathbf{A} est le potentiel vecteur (unité: Tesla m) - *champ vectoriel*

grad est l'opérateur "gradient" agissant sur les variables d'espace; en coordonnées cartésiennes:

$$\text{grad } V = (\partial V/\partial x, \partial V/\partial y, \partial V/\partial z) = \nabla V \quad (\text{les opérateurs grad et } \nabla \text{ sont identiques})$$

On remarque que:

- l'équation de Maxwell Faraday $\text{rot } \mathbf{E} = -\partial \mathbf{B}/\partial t$ découle de $\mathbf{E} = -\text{grad } V - \partial \mathbf{A}/\partial t$ en prenant son rotationnel, sachant que le rotationnel d'un gradient est nul.
- l'équation de Maxwell flux $\text{div } \mathbf{B} = 0$ découle de $\mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A}$ en prenant sa divergence, sachant que la divergence d'un rotationnel est nulle.
- si l'on prend la divergence de l'équation de Maxwell Ampère $\text{rot } \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j} + \mu_0 \epsilon_0 \partial \mathbf{E}/\partial t$, sachant que la divergence d'un rotationnel est nulle, on obtient $\text{div } \mathbf{j} + \epsilon_0 \partial \text{div } \mathbf{E}/\partial t = 0$, qui combinée avec l'équation de Maxwell Gauss $\text{div } \mathbf{E} = \rho/\epsilon_0$ donne l'équation de conservation de la charge:

$$\partial \rho/\partial t + \text{div } \mathbf{j} = 0$$

Lorsqu'il n'y a qu'une population de charges mobiles se déplaçant à la vitesse \mathbf{v} , on a la relation:

$$\mathbf{j} = \rho \mathbf{v} \quad (\text{A m}^{-2})$$

Dans un conducteur, comportant autant de charges positives fixes (ions dans un réseau cristallin de charge volumique ρ_+) et de charges négatives mobiles (électrons de conduction, un par atome en moyenne, de charge volumique ρ_-), on a:

$$\rho = \rho_+ + \rho_- = 0 \quad \mathbf{j} = \rho_+ \mathbf{v}_+ + \rho_- \mathbf{v}_-, \quad \mathbf{v}_+ = \mathbf{0} \quad \text{d'où} \quad \mathbf{j} = \rho_- \mathbf{v}_- \quad \text{le courant } \mathbf{j} \text{ est produit par les électrons,}$$

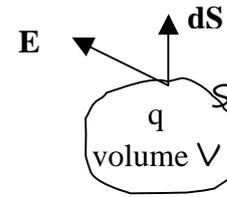
et son sens est opposé au mouvement des électrons puisque $\rho_- = -n e$ où n est la densité volumique d'électrons (en m^{-3}) et $-e$ la charge de l'électron ($e = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$).

Les équations de Maxwell sont locales; elles existent également sous forme globale intégrées sur une portion d'espace à l'aide des théorèmes de Stokes (dit du "rotationnel") ou d'Ostrogradski (dit "flux divergence"); la forme globale est celle préférée lorsqu'il y a des symétries pour déterminer le champ électrique et le champ magnétique à partir d'une distribution de charges ou de courants donnée.

Equations de Maxwell globales dans un milieu conducteur

Usage du théorème d'Ostrogradski:

$$\text{div } \mathbf{E} = \rho/\epsilon_0 \rightarrow \iiint \text{div } \mathbf{E} \, dv = \iiint \rho/\epsilon_0 \, dv \rightarrow \boxed{\iint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S} = q/\epsilon_0}$$



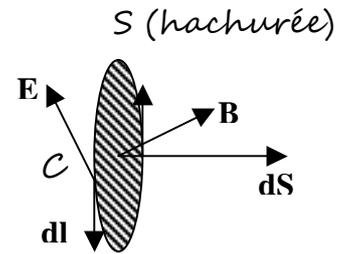
Le flux de \mathbf{E} à travers une surface fermée S est égal à q/ϵ_0 (théorème de Gauss, q charge intérieure)

$$\text{div } \mathbf{B} = 0 \rightarrow \iiint \text{div } \mathbf{B} \, dv = \boxed{\iint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} = 0}$$

le champ magnétique \mathbf{B} est à flux conservatif: son flux sur une surface fermée S entourant un volume V est globalement nul; le flux magnétique entrant dans le volume V est donc égal au flux qui en sort; en conséquence, on ne peut trouver de monopôles magnétiques.

Usage du théorème de Stokes:

$$\text{rot } \mathbf{E} = - \partial \mathbf{B} / \partial t \rightarrow \iint \text{rot } \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S} = - \partial / \partial t \iint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} \rightarrow \boxed{\int \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = - \partial \Phi(\mathbf{B}) / \partial t}$$



La circulation de \mathbf{E} sur un contour fermé C et orienté est l'opposé de la variation du flux magnétique à travers n'importe quelle surface S enlacée par ce contour. La surface est orientée par la règle des doigts de la main droite: pouce dans le sens de C , index vers le centre de la surface enlacée par le contour, le majeur indique le vecteur surface \mathbf{S} . C'est la loi de Faraday.

$$\text{rot } \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j} + \mu_0 \epsilon_0 \partial \mathbf{E} / \partial t \rightarrow \iint \text{rot } \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} = \mu_0 \iint \mathbf{j} \cdot d\mathbf{S} + \mu_0 \epsilon_0 \partial / \partial t \iint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S}$$

$$\rightarrow \boxed{\int \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} = \mu_0 [I + \epsilon_0 \partial \Phi(\mathbf{E}) / \partial t]} \quad (\text{théorème d'Ampère généralisé})$$

La circulation de \mathbf{B} sur un contour fermé C et orienté est proportionnelle au courant électrique et de déplacement traversant toute surface enlacée (et orientée) par ce contour.

$$\mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A} \rightarrow \iint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} = \iint \text{rot } \mathbf{A} \cdot d\mathbf{S} \rightarrow \boxed{\Phi(\mathbf{B}) = \int \mathbf{A} \cdot d\mathbf{l}} \quad (\text{théorème d'Ampère du potentiel vecteur})$$

La circulation de \mathbf{A} sur un contour fermé C et orienté est égale au flux de \mathbf{B} à travers toute surface enlacée (et orientée) par ce contour.

II - Equations de Maxwell dans le vide et ondes électromagnétiques

Dans le vide, il n'y a ni charge ($\rho = 0$), ni courant ($\mathbf{j} = \mathbf{0}$):

$\text{div } \mathbf{E} = 0$	<i>Equation de Maxwell Gauss</i>
$\text{rot } \mathbf{E} = - \partial \mathbf{B} / \partial t$	<i>Equation de Maxwell Faraday</i>
$\text{div } \mathbf{B} = 0$	<i>Equation de Maxwell flux</i>
$\text{rot } \mathbf{B} = \mu_0 \epsilon_0 \partial \mathbf{E} / \partial t$	<i>Equation de Maxwell Ampère</i>

La combinaison de ces équations aboutit à l'équation de d'Alembert, dont les solutions sont les ondes électromagnétiques:

$$\Delta \mathbf{E} = \mu_0 \epsilon_0 \partial^2 \mathbf{E} / \partial t^2$$

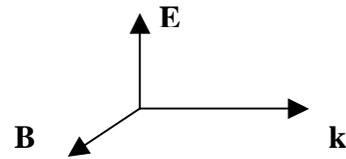
où $\Delta \mathbf{E} = (\partial^2 \mathbf{E} / \partial x^2, \partial^2 \mathbf{E} / \partial y^2, \partial^2 \mathbf{E} / \partial z^2)$ est l'opérateur Laplacien, et $\partial^2 / \partial t^2$ la dérivée seconde par rapport au temps.

Par exemple, une Onde Plane Progressive Harmonique (OPPH) de la forme: $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 e^{i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})}$

est solution de l'équation de d'Alembert; $\mathbf{r} = \mathbf{OM}$ (x, y, z) désigne un point M de l'espace; le vecteur d'onde \mathbf{k} indique la direction de propagation. Sa norme k (unité: m^{-1}) est liée à la pulsation ω (unité: $rd\ s^{-1}$) par la relation de dispersion $\omega = C k$, où C est la vitesse de la lumière ($\mu_0 \epsilon_0 C^2 = 1$).

Dans le cas des OPPH, on montre que les opérateurs prennent la forme simplifiée suivante:

$\text{grad} = i \mathbf{k}$	(multiplication)
$\text{div} = - i \mathbf{k} \cdot$	(produit scalaire)
$\text{rot} = - i \mathbf{k} \wedge$	(produit vectoriel)
$\Delta = - \mathbf{k}^2$	(multiplication)
$\partial / \partial t = i \omega$	(multiplication)
$\partial^2 / \partial t^2 = - \omega^2$	(multiplication)



L'équation de Maxwell Faraday donne alors $- i \mathbf{k} \wedge \mathbf{E} = - i \omega \mathbf{B}$ d'où

$$\mathbf{B} = (\mathbf{k} \wedge \mathbf{E}) / \omega$$

est le champ magnétique associé à l'onde plane. Les vecteurs ($\mathbf{k}, \mathbf{E}, \mathbf{B}$) forment donc un trièdre direct, \mathbf{E} et \mathbf{B} sont orthogonaux entre eux et orthogonaux à la direction de propagation \mathbf{k} . Ils vibrent en phase et on a la relation $\underline{E} = C \underline{B}$ entre les normes de \mathbf{E} et de \mathbf{B} .

La densité volumique d'énergie électromagnétique locale est $\rho_E = \epsilon_0 E^2$ ($J\ m^{-3}$).

La puissance moyenne propagée par l'onde plane est $\langle \Pi \rangle = \langle \rho_E \rangle C = 1/2 \epsilon_0 |E|^2 C$ (en $W\ m^{-2}$) où $|E|$ est l'amplitude du champ électrique.

III - Equations de Maxwell et ondes dans un diélectrique LHI

Dans un milieu diélectrique sans charge ($\rho = 0$), ni courant ($\mathbf{j} = \mathbf{0}$):

$\text{div } \mathbf{D} = 0$	<i>Equation de Maxwell Gauss</i>
$\text{rot } \mathbf{E} = - \partial \mathbf{B} / \partial t$	<i>Equation de Maxwell Faraday</i>
$\text{div } \mathbf{B} = 0$	<i>Equation de Maxwell flux</i>
$\text{rot } \mathbf{B} = \mu_0 \partial \mathbf{D} / \partial t$	<i>Equation de Maxwell Ampère</i>

\mathbf{D} est le champ de déplacement électrique ($C\ m^{-2}$).

Dans un milieu diélectrique Linéaire, Homogène et Isotrope (dit LHI), $\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}$

La permittivité ϵ du milieu est un scalaire complexe invariable dans l'espace et le temps (mais qui peut dépendre de la pulsation de l'onde).

\mathbf{P} est la polarisation du milieu ou moment dipolaire électronique par unité de volume induit par le champ électrique de l'onde ($C\ m^{-2}$). En milieu LHI, $\mathbf{P} = \epsilon_0 \chi \mathbf{E}$ où χ est la susceptibilité du milieu, constante complexe (sans dimension) qui dépend de la pulsation de l'onde.

On a donc dans un milieu LHI: $\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} = \varepsilon_0 (1 + \chi) \mathbf{E}$

La combinaison des équations aboutit à l'équation de d'Alembert:

$$\Delta \mathbf{E} = \mu_0 \varepsilon_0 (1 + \chi) \partial^2 \mathbf{E} / \partial t^2$$

La recherche d'OPPH de la forme $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 e^{i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})}$ fournit la relation de dispersion:

$$k = (\omega / C) (1 + \chi)^{1/2} = n(\omega / C) \quad (\text{k est complexe})$$

permettant de définir un indice de réfraction complexe $n(\omega) = n_1 - i n_2 = (1 + \chi)^{1/2}$ et $\varepsilon = \varepsilon_0 n^2$

où n_1 et n_2 sont respectivement les indices de dispersion et d'absorption.

La vitesse de phase de l'onde est $v_\phi = C / n_1(\omega) = \omega / R_e(k)$ Elle peut être $> C$.

R_e désigne la partie réelle.

La vitesse de groupe est par contre toujours $< C$: $v_g = d\omega / dR_e(k) = C / [n_1 + \omega (dn_1/d\omega)]$

L'énergie se propage à la vitesse de groupe. Si le milieu n'est pas dispersif, $dn_1/d\omega = 0$, donc $v_\phi = v_g = C / n_1$.

Le champ magnétique associé à l'OPPH est $\mathbf{B} = (\mathbf{k} / \omega) \mathbf{E}$; la puissance transportée est donnée par le vecteur de Poynting $\mathbf{\Pi} = (\mathbf{E} \wedge \mathbf{B}) / \mu_0$ dont la moyenne est:

$$\langle \mathbf{\Pi} \rangle = 1/2 R_e(\mathbf{E} \mathbf{B}^*) / \mu_0 = |\mathbf{E}|^2 / (2 \mu_0 \omega) R_e(k) = 1/2 \varepsilon_0 |\mathbf{E}|^2 C n_1 = 1/2 \varepsilon_0 |\mathbf{E}|^2 C^2 / v_\phi \quad \text{en } \text{W m}^{-2}$$

où * désigne la quantité conjuguée. Une onde purement absorbée (k imaginaire pur, $n_1 = 0$) ne propage pas d'énergie. Une onde évanescente (k complexe) en propage.

$\langle \mathbf{\Pi} \rangle$ définit la densité d'énergie propagée par $\langle \mathbf{\Pi} \rangle = \langle \rho_E \rangle v_g$ d'où $\langle \rho_E \rangle = 1/2 \varepsilon_0 |\mathbf{E}|^2 C^2 / (v_\phi v_g)$

Dans un milieu non dispersif, $v_\phi = v_g = C / n_1$, $\langle \rho_E \rangle = 1/2 \varepsilon_0 n_1^2 |\mathbf{E}|^2$

Exemple de milieu LHI: ondes dans un plasma d'électrons libres

Un électron libre de masse m et de charge $-e$ soumis à une onde électromagnétique de champ électrique $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 e^{i\omega t}$ a pour équation du mouvement (PFD):

$$m d^2 \mathbf{r} / dt^2 = -e \mathbf{E}, \quad \text{d'où } \mathbf{r} = (e / m \omega^2) \mathbf{E} \quad (\text{car } d^2/dt^2 = -\omega^2 \text{ pour une solution en } e^{i\omega t})$$

La polarisation du milieu résulte de la superposition des dipôles de moment dipolaire $\mathbf{p} = -e \mathbf{r}$, soit:

$$\mathbf{P} = -N e \mathbf{r} \quad (\text{C m}^{-2}) \quad \text{où } N \text{ est le nombre d'électrons par unité de volume (m}^{-3}\text{)}.$$

On a donc $\mathbf{P} = - (N e^2 / m \omega^2) \mathbf{E} = \varepsilon_0 \chi \mathbf{E}$; le milieu est LHI de susceptibilité $\chi = -\omega_p^2 / \omega^2$

où $\omega_p = (N e^2 / \varepsilon_0 m)^{1/2}$ désigne la pulsation plasma électronique.

La relation de dispersion des ondes s'écrit: $k^2 = \omega^2 / C^2 (1 + \chi) = (\omega^2 - \omega_p^2) / C^2 = n^2 (\omega / C)^2$

ω_p apparaît donc comme une pulsation de coupure en deçà de laquelle l'onde est absorbée (k imaginaire pur). Lorsque $\omega > \omega_p$, k est réel pur, le plasma possède un indice de réfraction n :

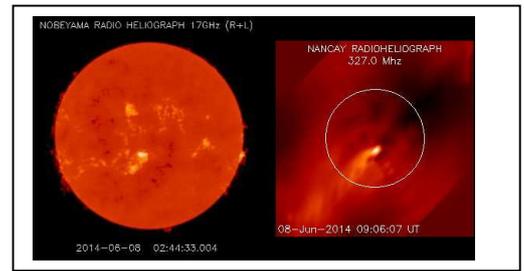
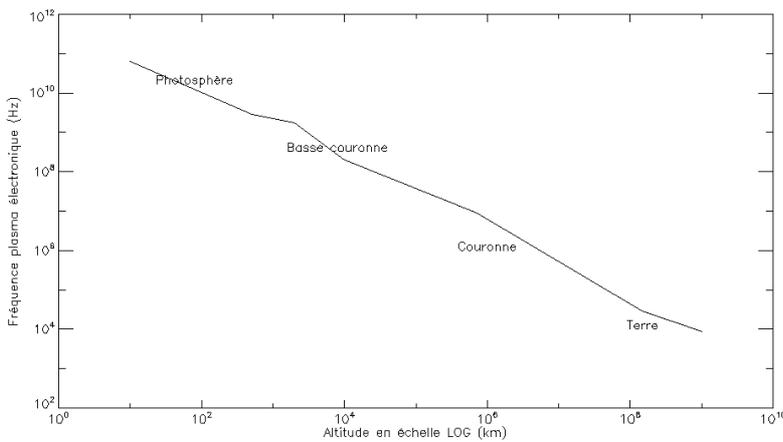
$$n = (1 - \omega_p^2 / \omega^2)^{1/2} < 1$$

La vitesse de phase $v_\phi = C/n$ est donc $> C$; cependant la vitesse de groupe v_g , liée à la vitesse de phase par la relation

$$v_g v_\phi = C^2 \text{ est toujours } < C.$$

Pour $\omega > \omega_p$, $\langle \Pi \rangle = |E|^2 / (2 \mu_0 \omega) k = |E|^2 / (2 \mu_0 v_\phi) = 1/2 \epsilon_0 |E|^2 (C^2 / v_\phi) = \boxed{1/2 \epsilon_0 |E|^2 v_g} \text{ (Wm}^{-2}\text{)}$

L'onde transporte donc l'énergie volumique $\boxed{1/2 \epsilon_0 |E|^2} \text{ (J m}^{-3}\text{)} à la vitesse de groupe v_g .$



Valeurs de $v_p = \omega_p / 2\pi$ dans l'atmosphère solaire et observations du soleil à 17 GHz et à 327 MHz

Application: la fréquence plasma varie en $N^{1/2}$; or la densité électronique N décroît au fur et à mesure que l'on s'éloigne du soleil. En observant avec les radiotélescopes à différentes fréquences, on explorera donc des couches atmosphériques stratifiées en altitude. Plus la fréquence est élevée, et plus on est proche de la surface de l'étoile.

IV - Ondes stationnaires

L'équation de d'Alembert

$$\partial^2 E / \partial x^2 = (1/C^2) \partial^2 E / \partial t^2$$

possède des solutions stationnaires que l'on met facilement en évidence par séparation des variables en posant $E(x,t) = X(x) T(t)$, où $X(x)$ et $T(t)$ sont deux fonctions de x seul et de t seul.

Il vient alors $d^2X/dx^2 = -k^2 X$ et $d^2T/dt^2 = -\omega^2 T$ avec $\omega = C k$

d'où $E(x,t) = A \cos(kx + \phi_x) \cos(\omega t + \phi_t)$

On obtient des noeuds fixes pour $kx + \phi_x = \pi/2 + p\pi$ et des ventres fixes pour $kx + \phi_x = p\pi$, p entier. Des modes de vibration discrets peuvent apparaître dans une cavité en imposant des conditions aux limites particulières. L'intérieur du soleil, par exemple, constitue une cavité; l'étude des modes de vibration de surface (héliosismologie) renseigne sur l'intérieur solaire. Une onde stationnaire ne propage pas d'énergie.

V - Equations de Maxwell en régime stationnaire (ou permanent) dans un conducteur (ou dans le vide)

Dans le cas stationnaire, $\partial/\partial t = 0$; on obtient:

$\text{div } \mathbf{E} = \rho/\epsilon_0$	<i>Equation de Maxwell Gauss</i>
$\text{rot } \mathbf{E} = \mathbf{0}$	<i>Equation de Maxwell Faraday</i>
et	
$\text{div } \mathbf{B} = 0$	<i>Equation de Maxwell flux</i>
$\text{rot } \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j}$	<i>Equation de Maxwell Ampère</i>

Les équations sont découplées en régime stationnaire. Dans le vide, on aurait $\rho = 0$ et $\mathbf{j} = \mathbf{0}$.

L'équation de Maxwell Gauss indique que les charges statiques ρ constituent la source du champ électrique \mathbf{E} .

L'équation de Maxwell Ampère indique que les courants électriques permanents \mathbf{j} constituent la source du champ magnétique \mathbf{B} .

L'équation de Maxwell Faraday indique que le champ électrique \mathbf{E} est à circulation conservative: le théorème de Stokes montre que sa circulation sur un contour fermé \mathcal{C} est nulle:

$$\text{rot } \mathbf{E} = \mathbf{0} \rightarrow \iint \text{rot } \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S} = \int \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = 0$$

En régime stationnaire, on a $\mathbf{E} = -\text{grad } V$ et $\mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A}$

L'électrostatique, ou étude des champs électriques \mathbf{E} générés par des charges statiques ρ , est basée sur les deux premières équations.

La magnétostatique, ou étude des champs magnétiques \mathbf{B} générés par des courants permanents \mathbf{j} , est basée sur les deux dernières équations.

L'intensité du courant électrique I (unité: Ampère A) est le flux de la densité volumique de courant \mathbf{j} à travers la section S du conducteur (I est un scalaire, mais \mathbf{j} est un vecteur):

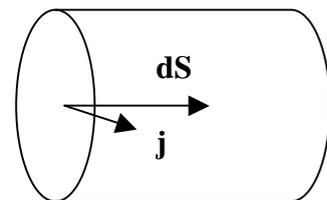
$$I = \iint \mathbf{j} \cdot d\mathbf{S} \quad (I \text{ en A; } \mathbf{j} \text{ en A m}^{-2})$$

Pour un conducteur filiforme, \mathbf{j} et \mathbf{S} sont colinéaires, on peut écrire:

$$I = j S$$

où S est la section du fil en m^2

section S du
conducteur

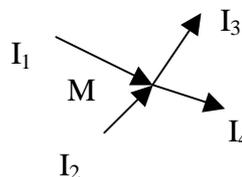


Loi des noeuds

L'équation de conservation de la charge en régime statique devient $\text{div } \mathbf{j} = 0$ ou $\iint \mathbf{j} \cdot d\mathbf{S} = 0$ sur une surface fermée S : c'est la loi des noeuds. Elle signifie que \mathbf{j} est à flux conservatif, autrement dit qu'à l'intérieur d'un volume fermé par une surface S , il n'y a pas d'accumulation de courant, soit:

courants entrants = courants sortants

loi des noeuds en M: $I_1 + I_2 = I_3 + I_4$



Electrostatique

De l'équation de Maxwell Gauss $\text{div } \mathbf{E} = \rho/\epsilon_0$ et de $\mathbf{E} = -\text{grad } V$, on tire l'équation de Poisson:

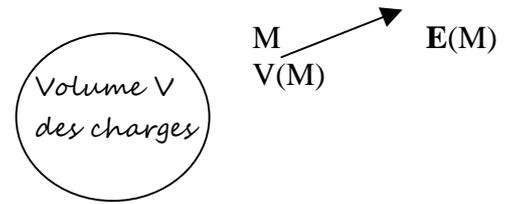
$$\Delta V + \rho/\epsilon_0 = 0$$

Dont la solution est

$$V(\mathbf{M}) = (1/4\pi\epsilon_0) \iiint [\rho/r] dv$$

Le volume V contient la charge

$$q = \iiint \rho dv$$



L'intégrale porte sur le volume V contenant les charges et r est la distance de la charge élémentaire $dq = \rho dv$ située en P au point M où l'on considère son effet. On en tire pour le champ électrique:

$$\mathbf{E}(\mathbf{M}) = (1/4\pi\epsilon_0) \iiint [\rho \mathbf{u}/r^2] dv$$

\mathbf{u} étant le vecteur unitaire orienté de la charge élémentaire $dq = \rho dv$ située en P vers le point M où l'on recherche le champ électrique. En particulier, $\mathbf{u} = \mathbf{PM}/\|\mathbf{PM}\|$ et $\text{grad}(1/r) = -\mathbf{u}/r^2$.

Pour une charge ponctuelle q , c'est la loi de Coulomb:

$$V(\mathbf{M}) = (1/4\pi\epsilon_0) q/r \quad \text{et} \quad \mathbf{E}(\mathbf{M}) = (1/4\pi\epsilon_0) q \mathbf{u}/r^2$$

Les quantités élémentaires sont donc: $dV = (1/4\pi\epsilon_0) \rho dv / r$ et $d\mathbf{E} = (1/4\pi\epsilon_0) \rho dv \mathbf{u}/r^2$

La force exercée sur une charge q' par le champ électrique \mathbf{E} est $\mathbf{F} = q' \mathbf{E}$

En conséquence, la force s'exerçant entre deux charges ponctuelles q et q' est $\mathbf{F} = (1/4\pi\epsilon_0) q' q \mathbf{u}/r^2$

Elle est répulsive (charges de même signe) ou attractive (charges de signe opposé).

Le champ d'une charge ponctuelle vérifie $\text{div } \mathbf{E} = 0$ et l'équation de Laplace $\Delta V = 0$.

Magnétostatique

De l'équation de Maxwell Ampère $\text{rot } \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j}$ et de $\mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A}$, en complétant par la jauge de Coulomb $\text{div } \mathbf{A} = 0$, on tire l'équation de Poisson du potentiel vecteur:

$$\Delta \mathbf{A} + \mu_0 \mathbf{j} = 0$$

Dont la solution est (par analogie avec l'équation de Poisson)

$$\mathbf{A}(\mathbf{M}) = (\mu_0/4\pi) \iiint [\mathbf{j}/r] dv$$

l'intégrale portant sur le volume contenant les courants et r étant la distance des courants \mathbf{j} au point M où l'on considère ses effet. On en tire pour le champ magnétique la loi de Biot et Savart par $\mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A}$, qui fournit après évaluation de $\text{rot } (\mathbf{j}/r)$:

$$\mathbf{B}(\mathbf{M}) = (\mu_0/4\pi) \iiint [\mathbf{j} \wedge \mathbf{u}/r^2] dv$$

\mathbf{u} étant le vecteur unitaire orienté du courant \mathbf{j} vers le point M où l'on étudie le champ magnétique.

Pour des courants filiformes dans lesquels circule un courant d'intensité i , la loi de Biot et Savart s'écrit aussi:

$$\boxed{\mathbf{B}(\mathbf{M}) = (\mu_0/4\pi) \int i \, d\mathbf{l} \wedge \mathbf{u}/r^2} \quad \text{de potentiel vecteur associé} \quad \boxed{\mathbf{A}(\mathbf{M}) = (\mu_0/4\pi) \int [i \, d\mathbf{l}/r]}$$

l'intégrale curviligne portant sur l'élément de courant $d\mathbf{l}$ et $\mathbf{u} = \mathbf{PM}/\|\mathbf{PM}\|$ étant le vecteur unitaire orienté du courant élémentaire $i \, d\mathbf{l}$ situé en P vers le point M où l'on calcule le champ magnétique.

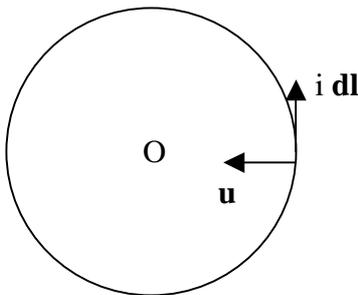
Les champs élémentaires sont donc: $\boxed{d\mathbf{B} = (\mu_0/4\pi) i \, d\mathbf{l} \wedge \mathbf{u} / r^2}$ et $\boxed{d\mathbf{A} = (\mu_0/4\pi) i \, d\mathbf{l} / r}$

Pour une charge ponctuelle q en mouvement à la vitesse \mathbf{v} la loi de Biot et Savart devient:

$$\boxed{\mathbf{B}(\mathbf{M}) = (\mu_0/4\pi) q \, \mathbf{v} \wedge \mathbf{u} / r^2} \quad \text{de potentiel vecteur associé} \quad \boxed{\mathbf{A}(\mathbf{M}) = (\mu_0/4\pi) q \, \mathbf{v} / r}$$

toujours avec $\mathbf{u} = \mathbf{PM}/\|\mathbf{PM}\|$ si la charge est située au point P.

Un exemple simple d'application de la loi de Biot et Savart: champ magnétique au centre d'une spire de rayon R parcourue par un courant d'intensité i



$$d\mathbf{B}(\mathbf{O}) = (\mu_0/4\pi) i \, d\mathbf{l} \wedge \mathbf{u} / R^2$$

$d\mathbf{l}$ et \mathbf{u} sont orthogonaux, $d\mathbf{B}$ est orthogonal au plan de la figure (produit vectoriel, règle des doigts)

$$d\mathbf{B}(\mathbf{O}) = (\mu_0/4\pi) i \, d\mathbf{l} / R^2$$

or $d\mathbf{l} = R \, d\theta$, d'où $\mathbf{B}(\mathbf{O}) = (\mu_0/4\pi) \int_0^{2\pi} i \, d\theta / R$

$$\boxed{\mathbf{B}(\mathbf{O}) = \mu_0 i / 2 R}$$

Cas magnétostatiques particuliers: champ "potentiel" et "sans force" dans le vide

Dans le vide, sans courant ($\mathbf{j} = \mathbf{0}$), l'équation de Maxwell Ampère s'écrit $\mathbf{rot} \, \mathbf{B} = \mathbf{0}$.

En astrophysique, il existe des champs sans courant: on les appelle "champs potentiels". En calculant, $\mathbf{rot} \, (\mathbf{rot} \, \mathbf{B})$ sachant que $\mathbf{div} \, \mathbf{B} = 0$, on obtient l'équation de Laplace dont \mathbf{B} est solution:

$$\boxed{\Delta \mathbf{B} = \mathbf{0}}$$

$\mathbf{rot} \, \mathbf{B} = \mathbf{0}$ implique que \mathbf{B} dérive d'une fonction potentiel φ telle que $\boxed{\mathbf{B} = \mathbf{grad} \, \varphi}$

Champs potentiels dans un plan (xOy)

Dans un espace à deux dimensions (plan xOy), avec $\mathbf{B} (B_x, B_y, 0)$ dépendant seulement des coordonnées x et y de l'espace, on peut écrire $\mathbf{B} = \mathbf{rot} \, \mathbf{A}$ où $\mathbf{A} = \psi(x,y) \, \mathbf{e}_z$, ce qui implique puisque $\mathbf{rot} \, [\psi(x,y) \, \mathbf{e}_z] = \psi(x,y) \, \mathbf{rot} \, [\mathbf{e}_z] + \mathbf{grad} \, \psi \wedge \mathbf{e}_z$:

$$\boxed{\mathbf{B} = \mathbf{grad} \, \psi \wedge \mathbf{e}_z} \quad \text{avec} \quad \mathbf{grad} \, (\partial/\partial x, \partial/\partial y, 0).$$

$$\begin{cases} B_x = \partial\varphi/\partial x = \partial\psi/\partial y \\ B_y = \partial\varphi/\partial y = -\partial\psi/\partial x \end{cases}$$

Les lignes du champ magnétique sont telles que $\mathbf{B} = k \mathbf{dOM}$ (k constante quelconque exprimant la colinéarité entre \mathbf{B} et la ligne de champ); elles sont donc données par l'équation $dy/dx = B_y/B_x$, soit:

$$dy/dx = - (\partial\psi/\partial x) / (\partial\psi/\partial y)$$

d'où $(\partial\psi/\partial x) dx + (\partial\psi/\partial y) dy = 0$, c'est à dire $\psi(x,y) = \text{constante}$

Quant aux lignes équipotentiels, elles sont données par $\varphi(x,y) = \text{constante}$, et en conclusion:

$$\begin{aligned} \varphi(x,y) = \text{constante} & \text{ est l'équation des lignes équipotentiels} \\ \psi(x,y) = \text{constante} & \text{ est l'équation des lignes de champ} \end{aligned}$$

De l'égalité $\mathbf{B} = \mathbf{grad} \varphi = (\partial\varphi/\partial x, \partial\varphi/\partial y) = \mathbf{grad} \psi \wedge \mathbf{e}_z = (\partial\psi/\partial y, -\partial\psi/\partial x)$,

on voit que les fonctions $\varphi(x,y)$ et $\psi(x,y)$ obéissent aux conditions de Cauchy:

$$\begin{cases} \partial\varphi/\partial x = \partial\psi/\partial y \\ \partial\varphi/\partial y = -\partial\psi/\partial x \end{cases}$$

impliquant que ces fonctions sont harmoniques: $\Delta\varphi = \Delta\psi = 0$

Définissons le potentiel complexe: $f(x,y) = \varphi(x,y) + i \psi(x,y)$

et introduisons les variables complexes $z = x + i y$ et $z^* = x - i y$ (quantité conjuguée).

On a les relations réciproques $x = (z + z^*) / 2$ et $y = (z - z^*) / (2i)$ de sorte que le potentiel complexe est aussi fonction de z et z^* : $f(x,y) = f(z, z^*)$. Calculons $\partial f/\partial z^*$:

$$\partial f/\partial z^* = \partial f/\partial x \partial x/\partial z^* + \partial f/\partial y \partial y/\partial z^* = 1/2 \partial f/\partial x + (i/2) \partial f/\partial y$$

Avec $f = \varphi + i \psi$, on obtient: $\partial f/\partial z^* = 1/2 (\partial\varphi/\partial x + i \partial\psi/\partial x) + (i/2) (\partial\varphi/\partial y + i \partial\psi/\partial y)$

Utilisons les conditions de Cauchy ci dessus entre φ et ψ :

$$\partial f/\partial z^* = 1/2 (\partial\varphi/\partial x - i \partial\varphi/\partial y) + (i/2) (\partial\varphi/\partial y + i \partial\varphi/\partial x) = 1/2 (\partial\varphi/\partial x - i \partial\varphi/\partial y + i \partial\varphi/\partial y - \partial\varphi/\partial x) = 0$$

$$\text{Le potentiel complexe } f = \varphi + i \psi \text{ est une fonction analytique de la seule variable } z = x + i y$$

Evaluons maintenant $\partial f/\partial z$:

$$\partial f/\partial z = \partial f/\partial x \partial x/\partial z + \partial f/\partial y \partial y/\partial z = 1/2 \partial f/\partial x - (i/2) \partial f/\partial y$$

Avec $f = \varphi + i \psi$, on obtient: $\partial f/\partial z = 1/2 (\partial\varphi/\partial x + i \partial\psi/\partial x) - (i/2) (\partial\varphi/\partial y + i \partial\psi/\partial y)$

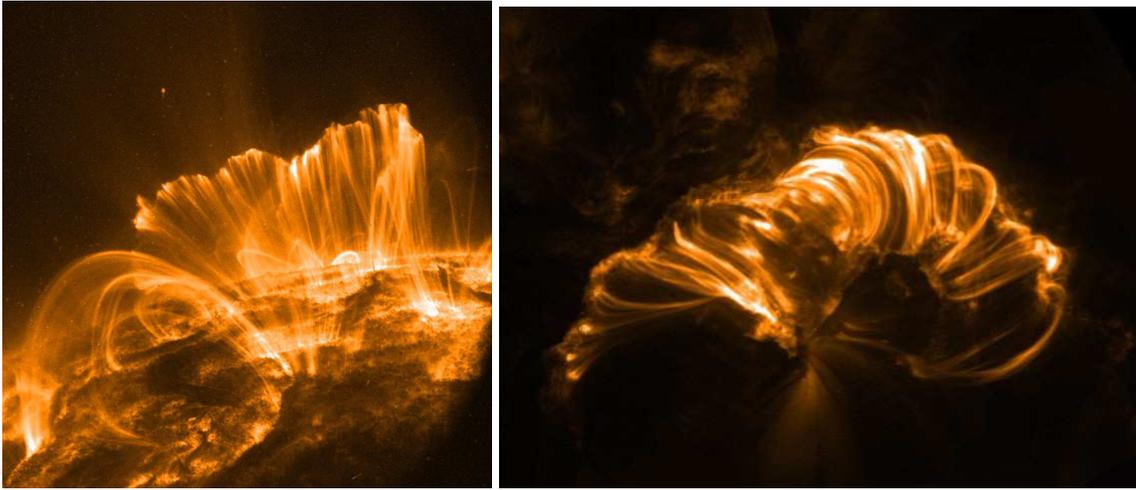
Utilisons de nouveau les conditions de Cauchy entre φ et ψ :

$$\begin{aligned} \partial f/\partial z &= 1/2 (\partial\varphi/\partial x - i \partial\varphi/\partial y) - (i/2) (\partial\varphi/\partial y + i \partial\varphi/\partial x) = 1/2 (\partial\varphi/\partial x - i \partial\varphi/\partial y - i \partial\varphi/\partial y + \partial\varphi/\partial x) \\ &= \partial\varphi/\partial x - i \partial\varphi/\partial y = B_x - i B_y \end{aligned}$$

Conclusion: le champ magnétique complexe défini par $\mathbf{B} = B_x - i B_y$ dérive d'une fonction potentiel $f(z)$ analytique quelconque telle que

$$\mathbf{B} = B_x - i B_y = df(z)/dz$$

N'importe quelle fonction $f(z) = \varphi(z) + i \psi(z)$ convient pourvu qu'elle ait un sens physique.



Arcades de champ magnétique à la surface du soleil (satellite TRACE/NASA)

Il existe aussi des champs "sans force", c'est à dire pour lesquels la force de Laplace $\mathbf{j} \wedge \mathbf{B}$ est nulle. C'est le cas lorsque le courant \mathbf{j} est colinéaire au champ magnétique \mathbf{B} , soit $\mu_0 \mathbf{j} = \alpha \mathbf{B}$, α étant une constante. \mathbf{B} est alors solution de $\text{rot } \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B}$. En prenant le rotationnel, sachant que $\text{div } \mathbf{B} = 0$, on obtient l'équation d'Helmoltz dont \mathbf{B} est solution:

$$\Delta \mathbf{B} + \alpha^2 \mathbf{B} = \mathbf{0}$$

Pour résoudre cette équation dans le plan (xOy), on pose:

$$\mathbf{B}(x,y) = \alpha \text{rot}(f \mathbf{e}_z) + \text{rot rot}(f \mathbf{e}_z)$$

où f est un "pseudo potentiel" fonction de x et de y seulement (symétrie de translation selon Oz).

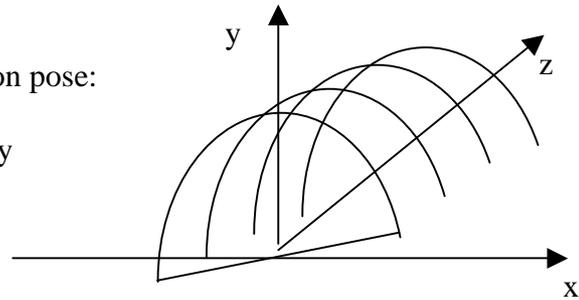
Développons:

$$\text{rot}(f \mathbf{e}_z) = f \text{rot}(\mathbf{e}_z) + \text{grad } f \wedge \mathbf{e}_z = \text{grad } f \wedge \mathbf{e}_z$$

et

$$\text{rot rot}(f \mathbf{e}_z) = \text{grad div}(f \mathbf{e}_z) - \Delta f \mathbf{e}_z = -\Delta f \mathbf{e}_z$$

car $\text{div}(f \mathbf{e}_z)$ est nul puisque f ne dépend pas de z .



On a donc: $\mathbf{B}(x,y) = \alpha \text{grad } f \wedge \mathbf{e}_z - \Delta f \mathbf{e}_z$ d'où les coordonnées: $\mathbf{B} (\alpha \partial f / \partial y, -\alpha \partial f / \partial x, -\Delta f)$

De $\text{rot } \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B}$, on tire alors deux équations:

$$\begin{cases} \partial(\Delta f + \alpha^2 f) / \partial y = 0 \\ \partial(\Delta f + \alpha^2 f) / \partial x = 0 \end{cases}$$

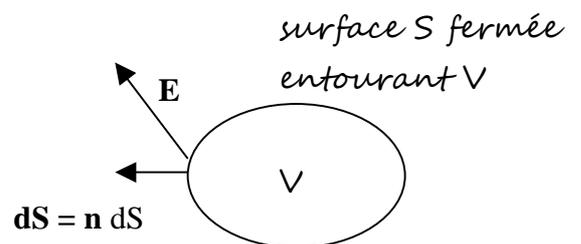
qui se résume à une unique équation d'Helmoltz pour le "pseudo potentiel" $f(x,y)$: $\Delta f + \alpha^2 f = 0$

Théorème de Gauss de l'électrostatique

Imaginons un volume V entouré par une surface S fermée et contenant une distribution volumique de charges $\rho(x, y, z)$.

Intégrons l'équation de Maxwell Gauss $\text{div } \mathbf{E} = \rho / \epsilon_0$ sur ce volume V :

La charge intérieure à V est $q = \iiint \rho \, dv$



\mathbf{n} normale à la surface élémentaire dS

$$\iiint \operatorname{div} \mathbf{E} \, dv = \iiint [\rho/\epsilon_0] \, dv = q / \epsilon_0$$

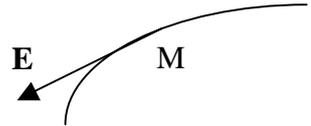
Le théorème d'Ostrogradski indique que $\iiint \operatorname{div} \mathbf{E} \, dv = \iint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S}$ d'où le théorème de Gauss:

$$\iint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S} = \Sigma \text{ charges intérieures} / \epsilon_0 \quad (\text{charge mesurée en C})$$

Le flux du champ électrique \mathbf{E} à travers une surface fermée S est égal à la somme des charges intérieures au volume V entouré par cette surface divisée par ϵ_0

Ce théorème est très utilisé pour déterminer le champ électrique lorsque les symétries du problème permettent de calculer aisément son flux.

Lignes du champ électrique



Le champ électrique \mathbf{E} est tangent en tout point M d'une ligne de champ.

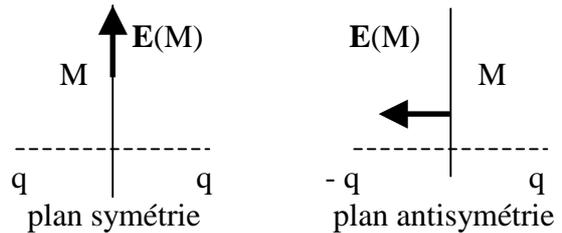
Comme $d\mathbf{OM} = (dx, dy, dz)$ est tangent en M à la ligne de champ, alors $\mathbf{E} = k \, d\mathbf{OM}$, où k est un nombre réel quelconque. En éliminant k , on obtient le système d'équations différentielles:

$$dx/E_x = dy/E_y = dz/E_z$$

V étant le potentiel, $dV = \mathbf{grad}V \cdot d\mathbf{OM} = -\mathbf{E} \cdot d\mathbf{OM} < 0$ en suivant une ligne de champ. Ainsi, le potentiel électrostatique décroît le long d'une ligne de champ.

Symétries du champ électrique

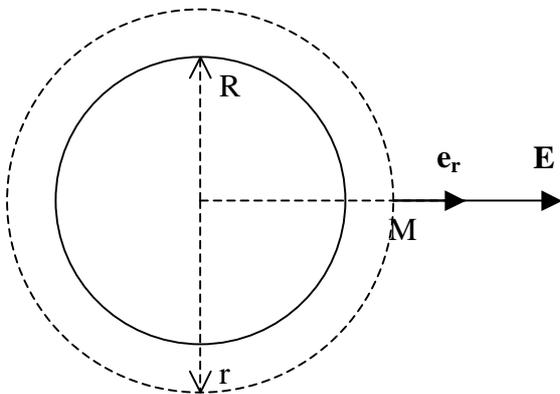
le champ électrique \mathbf{E} est dans le plan de symétrie des charges, ou orthogonal au plan d'antisymétrie des charges.



Lignes ou surfaces équipotentielles

Le potentiel V est constant sur une ligne équipotentielle. Comme $dV = -\mathbf{E} \cdot d\mathbf{OM} = 0$, $d\mathbf{OM}$ étant tangent à la ligne équipotentielle, \mathbf{E} et $d\mathbf{OM}$ sont orthogonaux. Ainsi, les lignes de champ sont orthogonales aux surfaces équipotentielles.

Exemple d'application du théorème de Gauss: champ électrique d'une sphère uniformément chargée en surface



On considère une sphère de rayon R uniformément chargée en surface. La densité surfacique de charge σ (C m^{-2}) est uniforme, la sphère porte la charge $q = \sigma 4 \pi R^2$. Déterminer $\mathbf{E}(M)$ en tout point M de l'espace se fait en plusieurs étapes à respecter:

- (1) invariances: le problème est à symétrie sphérique et dépend de la seule variable radiale r
 $\rightarrow \mathbf{E} = \mathbf{E}(r)$
- (2) symétries: tout plan passant par le centre de la sphère est plan de symétrie des charges
 $\rightarrow \mathbf{E}$ est radial, $\mathbf{E} = E(r) \mathbf{e}_r$

(3) on définit une surface de Gauss: sphère de rayon r ;
le flux de $\mathbf{E}(r)$ à travers cette surface orientée vers l'extérieur est égal à $4 \pi r^2 E(r)$

(4) espace $r > R$: $4 \pi r^2 E(r) = \text{charge intérieure} / \epsilon_0 = q/\epsilon_0 = \sigma 4 \pi R^2/\epsilon_0 \rightarrow \boxed{E(r) = (\sigma/\epsilon_0) R^2 / r^2}$

(5) espace $r < R$: $4 \pi r^2 E(r) = \text{charge intérieure} = 0 \rightarrow \boxed{E(r) = 0}$

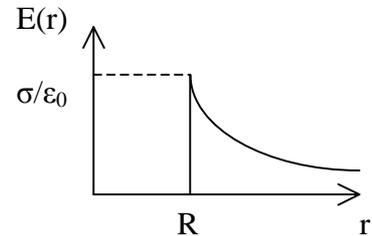
\rightarrow A la surface de la sphère $\boxed{E(R) = \sigma/\epsilon_0}$

C'est le théorème de Coulomb.

Le potentiel $V(r)$ s'obtient par $E(r) = -dV/dr$ sachant que $V(\infty)=0$.

$r > R$: $V(r) = (\sigma/\epsilon_0) R^2 / r$

$r < R$: $V(r) = \text{constante} = (\sigma/\epsilon_0) R$



Le champ électrique est discontinu en $r = R$; par contre le potentiel est toujours continu.

Dipôle électrostatique

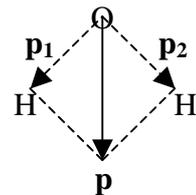
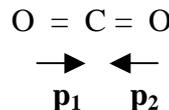
Deux charges opposées, $+q$ en A_+ et $-q$ en A_- , constituent un dipôle électrique, de moment dipolaire $\mathbf{p} = q \mathbf{A}_+ \mathbf{A}_-$ (unité: C m)

Certaines molécules sont polaires, comme H_2O

$\mathbf{p} = \mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 \neq \mathbf{0}$

D'autres sont apolaires, comme CO_2
(somme de deux moments dipolaires opposés)

$\mathbf{p} = \mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 = \mathbf{0}$



La polarisation du milieu \mathbf{P} est la somme de tous les moments dipolaires individuels \mathbf{p} ; elle est statistiquement nulle, même pour H_2O , car toutes les orientations de \mathbf{p} sont possibles. Cependant, en présence d'un champ électrique extérieur \mathbf{E}_{ext} , \mathbf{P} n'est plus nul.

Les molécules subissent un couple de forces $\boxed{\boldsymbol{\Gamma} = \mathbf{p} \wedge \mathbf{E}_{\text{ext}}}$ et s'alignent dans la direction \mathbf{E}_{ext}

En effet, $\boldsymbol{\Gamma} = \mathbf{OA}_+ \wedge (q \mathbf{E}_{\text{ext}}) + \mathbf{OA}_- \wedge (-q \mathbf{E}_{\text{ext}}) = (\mathbf{OA}_+ - \mathbf{OA}_-) \wedge (q \mathbf{E}_{\text{ext}}) = q \mathbf{A}_+ \mathbf{A}_- \wedge \mathbf{E}_{\text{ext}}$

Elle acquièrent une énergie potentielle $\boxed{E_p = - \mathbf{p} \cdot \mathbf{E}_{\text{ext}} = - p E_{\text{ext}} \cos\theta}$

La distribution angulaire θ des moments dipolaires individuels \mathbf{p} autour de \mathbf{E}_{ext} est non uniforme (loi de Boltzmann en $e^{-E_p/kT}$), ce explique l'apparition d'une polarisation globale \mathbf{P} dont on peut montrer qu'elle est proportionnelle à \mathbf{E}_{ext} : on est en présence d'un milieu diélectrique linéaire.

Le potentiel créé par le dipôle à grande distance est

$$\boxed{V(\mathbf{M}) = (1/4\pi\epsilon_0) \mathbf{p} \cdot \mathbf{u} / r^2}$$

où r est la distance du point \mathbf{M} au dipôle et \mathbf{u} le vecteur unitaire $\mathbf{u} = \mathbf{PM}/\|\mathbf{PM}\|$

Le champ électrique à grande distance sera $\boxed{\mathbf{E}(\mathbf{M}) = - (1/4\pi\epsilon_0) \text{grad} (\mathbf{p} \cdot \mathbf{u} / r^2)}$

Théorème d'Ampère de la magnétostatique

Imaginons une surface S s'appuyant sur un contour C fermé et orienté, et traversée par une distribution volumique de courants $\mathbf{j}(x, y, z)$.

Intégrons l'équation de Maxwell Ampère $\text{rot } \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j}$ sur cette surface S :

L'intensité enlacée est est où $d\mathbf{S}$ est orientée par C

$$I = \iint \mathbf{j} \cdot d\mathbf{S}$$

$$\iint \text{rot } \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} = \mu_0 \iint \mathbf{j} \cdot d\mathbf{S} = \mu_0 I$$

Le théorème de Stokes indique que:

$\iint \text{rot } \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} = \int \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l}$ d'où le théorème d'Ampère:

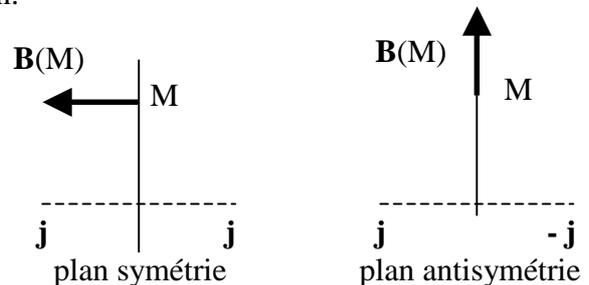
$$\int \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} = \mu_0 \Sigma \text{ Intensités enlacées} \quad (\text{intensité mesurée en A})$$

La circulation du champ magnétique \mathbf{B} sur un contour fermé C est égal à la somme des intensités enlacées par ce contour multipliée par μ_0

Ce théorème est très utilisé pour déterminer le champ magnétique lorsque les symétries du problème permettent de calculer aisément sa circulation.

Symétries du champ magnétique

le champ magnétique \mathbf{B} est dans le plan d'antisymétrie des courants, ou orthogonal au plan de symétrie des courants.

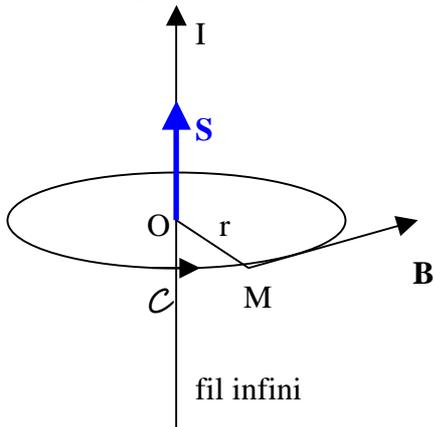


Lignes du champ magnétique

Comme en électrostatique, elles sont données par $\mathbf{B} = k \mathbf{dOM}$ où $\mathbf{dOM} = (dx, dy, dz)$ est tangent en M à la ligne de champ, k nombre réel indiquant la colinéarité, d'où:

$$dx/B_x = dy/B_y = dz/B_z$$

Premier exemple d'application du théorème d'Ampère: champ magnétique créé par un fil infini



On procède en plusieurs étapes:

- (1) invariances: le problème est à symétrie cylindrique; il ne dépend que de la variable radiale r
 $\rightarrow \mathbf{B} = \mathbf{B}(r)$
- (2) symétries: le plan contenant le point M et le fil est un plan de symétrie des courants, \mathbf{B} y est donc orthogonal
 $\rightarrow \mathbf{B} = B(r) \mathbf{e}_\theta$ est orthoradial

(3) on définit un contour \mathcal{C} , ici cercle de rayon r , ayant le fil pour axe, orienté de sorte qu'il définisse un vecteur surface \mathbf{S} dans le sens du courant I

- Orientation du contour (règle de la main droite): pouce sur \mathcal{C} , l'index vise O , majeur = \mathbf{S}

- Orientation de \mathbf{B} (règle de la main droite): pouce sur I , l'index vise M , majeur = \mathbf{B} (la formule de Biot et Savart indique en effet que $d\mathbf{B}$ est proportionnel à $I d\mathbf{l} \wedge \mathbf{u}$, où \mathbf{u} est le vecteur unitaire de O vers M , $I d\mathbf{l}$ étant un élément de courant)

(4) Circulation de B sur le contour \mathcal{C} : $B 2 \pi r$

(5) Courant enlacé par le contour \mathcal{C} : $I \rightarrow B 2 \pi r = \mu_0 I \rightarrow \boxed{B(r) = \mu_0 I / (2 \pi r)}$

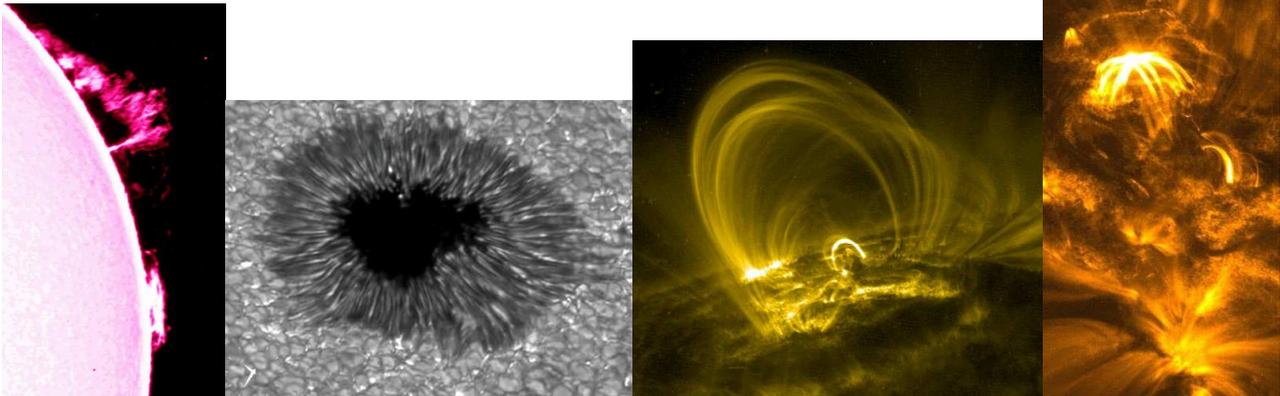
Potentiel vecteur \mathbf{A} : on sait qu'il est porté par le courant puisque $d\mathbf{A}$ est proportionnel à $I d\mathbf{l}$.

Posons alors $\mathbf{A} = A(r) \mathbf{e}_z$ où désigne un vecteur unitaire sur l'axe du fil infini.

$$\mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A} = \text{rot} [A(r) \mathbf{e}_z] = A(r) \text{rot } \mathbf{e}_z + \text{grad } A(r) \wedge \mathbf{e}_z = - dA/dr \mathbf{e}_\theta$$

d'où $dA/dr = - \mu_0 I / (2 \pi r)$ et par intégration $\boxed{A(r) = - (\mu_0 I / 2 \pi) \ln(r) + \text{constante}}$

Le potentiel diverge à l'infini, en raison de la présence de courants à l'infini.



Quelques manifestations des champs magnétiques dans l'atmosphère solaire

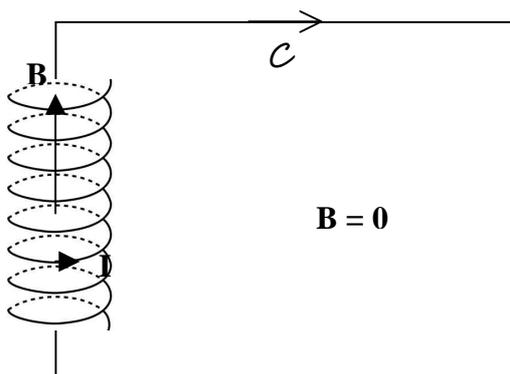
(1) protubérance: champ faible (environ 0.001 Tesla)

(2) tache solaire: champ fort, $B = 0.1$ à 0.2 Tesla

(3) boucle de champ magnétique reliant deux taches de polarités opposées, champ décroissant des pieds (ancrage dans les taches) vers le sommet, hauteur voisine de 100 000 km

(4) éruption: libération d'énergie magnétique au sein de configurations magnétiques instables

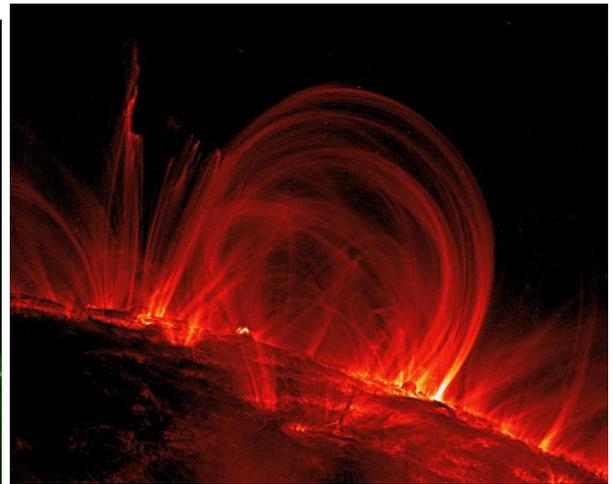
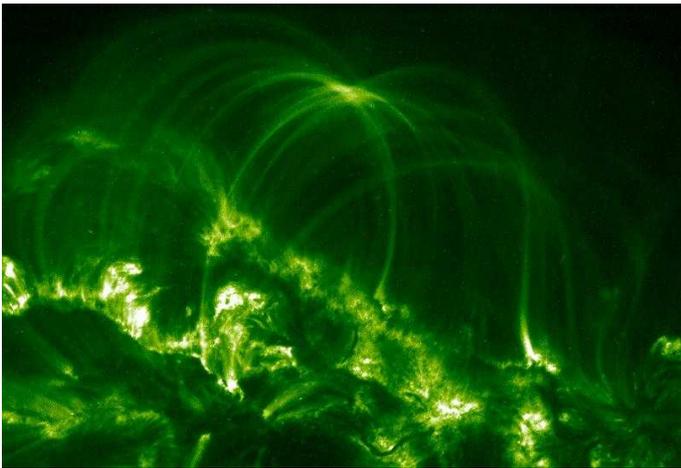
Second exemple d'application du théorème d'Ampère : le solénoïde infini



Le solénoïde est parcouru par un courant d'intensité I et sa longueur est $l \rightarrow \infty$; son nombre de spires par unité de longueur est n

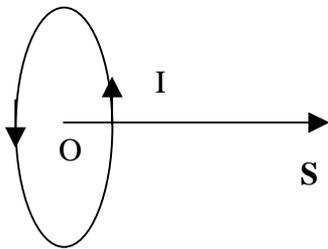
- Circulation de B sur le contour \mathcal{C} : $B l$
- Courant enlacé par le contour \mathcal{C} : $(n l) I$ car le courant total traversant la surface enlacée par le contour est $I \times$ nombre de spires

$\rightarrow \boxed{B = \mu_0 n I}$



Des boucles de champ magnétique à la surface du soleil (satellite TRACE/NASA)

Dipôle magnétique



Moment magnétique d'une spire de surface S parcourue par un courant électrique I

$$\mathbf{M} = I \mathbf{S}$$

\mathbf{S} est le vecteur surface de la spire, orienté par le sens du courant I (règle des doigts: pouce sur I , l'index vise O , majeur = \mathbf{S})

A grande distance, la spire de courant constitue un dipôle magnétique. Le potentiel vecteur créé par ce dipôle est, au point M placé à grande distance:

$$A(\mathbf{M}) = (\mu_0/4\pi) \mathbf{M} \wedge \mathbf{u} / r^2$$

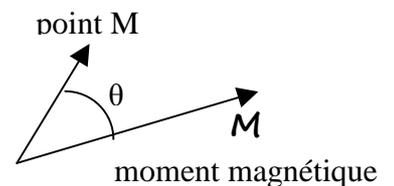
où r est la distance du point O (centre du dipôle) au point M et \mathbf{u} le vecteur unitaire $\mathbf{u} = \mathbf{OM} / \|\mathbf{OM}\|$

Le champ magnétique à grande distance $\mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A}$ est $\mathbf{B}(\mathbf{M}) = - (\mu_0/4\pi) \text{grad } (\mathbf{M} \cdot \mathbf{u} / r^2)$

Plaçons nous dans un système de coordonnées polaires (r, θ) , θ désignant l'angle entre le moment magnétique \mathbf{M} et le vecteur de position \mathbf{OM} .

$$\mathbf{B}(\mathbf{M}) = - (\mu_0/4\pi) \mathbf{M} \left[\frac{\partial(\cos\theta / r^2)}{\partial r}, (1/r) \frac{\partial(\cos\theta / r^2)}{\partial \theta} \right]$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{M}) = (\mu_0/4\pi) (\mathbf{M} / r^3) [2 \cos\theta, \sin\theta]$$



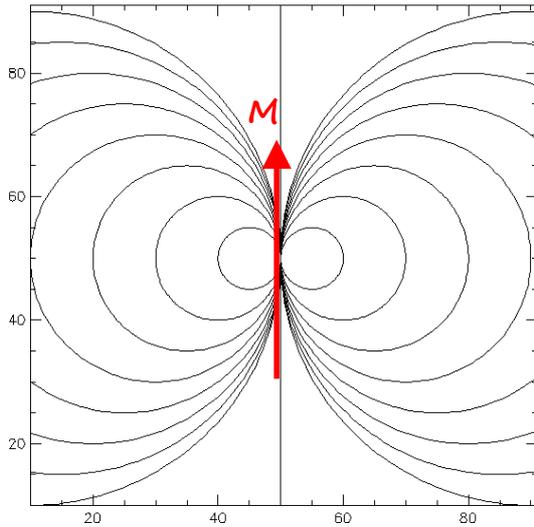
- Dans la direction du moment magnétique du dipôle, $B(r,0) = 2 (\mu_0/4\pi) (\mathbf{M} / r^3)$

- Dans la direction orthogonale, $B(r,\pi/2) = (\mu_0/4\pi) (\mathbf{M} / r^3)$ est deux fois moindre

- Lignes de champ: on écrit $\mathbf{B} = k \mathbf{dOM}$ (k réel quelconque) soit, en éliminant k :

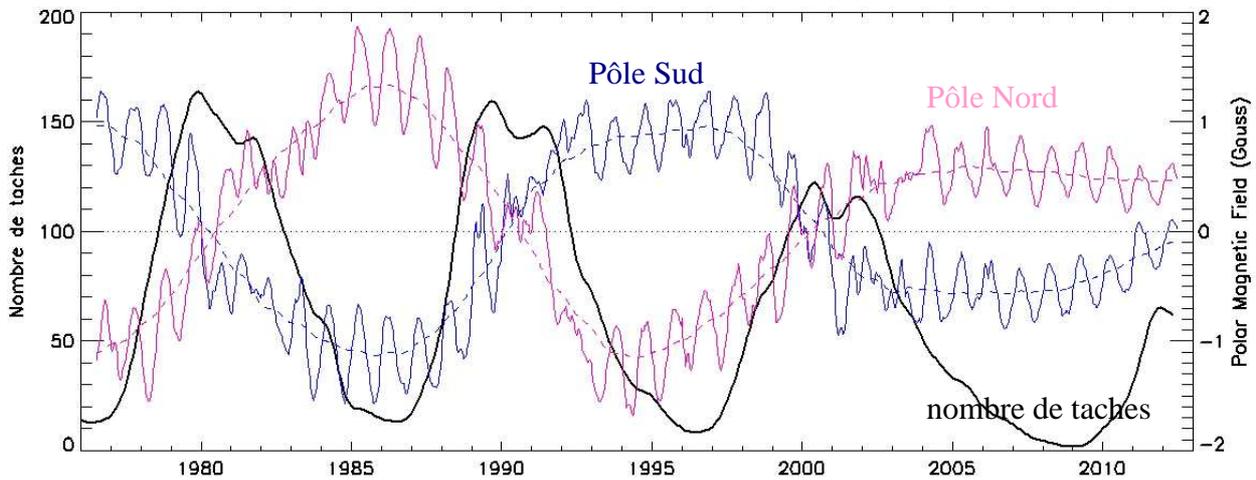
$$dr / B_r = r d\theta / B_\theta \rightarrow dr / 2 \cos\theta = r d\theta / \sin\theta, \text{ ce qui donne par intégration: } r = \sin^2\theta \times \text{Cte}$$

Application: champ magnétique terrestre et champ magnétique solaire



Ci contre: lignes de champ magnétique du dipôle (valable seulement à grande distance).

Le champ magnétique dipolaire de la Terre ou du Soleil est proche de celui d'un dipôle porté par l'axe Nord Sud. Le champ est vertical aux pôles, et y est deux fois plus intense qu'à l'équateur où il est horizontal, comme le montre la théorie ci dessus. Dans le cas de la Terre ou du Soleil, le champ dipolaire est de l'ordre de 10^{-4} T.



Le champ dipolaire du Soleil est cyclique: il se renverse tous les 11 ans pour former un cycle magnétique de 22 ans. Ci dessus, les observations des champs des pôles Nord et Sud (Wilcox).

Couple et énergie du dipôle magnétique dans un champ magnétique extérieur

L'énergie potentielle est définie par $E_p = - I \Phi$ où $\Phi = \iint \mathbf{B}_{ext} \cdot d\mathbf{S}$ est le flux magnétique; sur la surface petite d'un dipôle, \mathbf{B}_{ext} est uniforme et $E_p = - \mathbf{B}_{ext} \cdot \iint I d\mathbf{S} = - \mathbf{M} \cdot \mathbf{B}_{ext}$

Un dipôle dans un champ magnétique acquiert donc une énergie potentielle $E_p = - \mathbf{M} \cdot \mathbf{B}_{ext}$

Il subit une force $\mathbf{F} = \mathbf{grad} (\mathbf{M} \cdot \mathbf{B}_{ext})$ = - grad E_p qui est nulle si le champ est uniforme.

Si le dipôle peut pivoter sur lui même, $dE_p = - d\mathbf{M} \cdot \mathbf{B}_{ext}$ où $d\mathbf{M} = \mathbf{\Omega} dt \wedge \mathbf{M}$ avec $\mathbf{\Omega}$ vecteur vitesse angulaire. Alors $dE_p = - (\mathbf{\Omega} dt \wedge \mathbf{M}) \cdot \mathbf{B}_{ext} = - (\mathbf{M} \wedge \mathbf{B}_{ext}) \cdot \mathbf{\Omega} dt = - \mathbf{\Gamma} \cdot \mathbf{\Omega} dt$ (produit mixte invariant par permutation circulaire).

Un dipôle placé dans un champ magnétique extérieur \mathbf{B}_{ext} subit un couple de forces $\mathbf{\Gamma} = \mathbf{M} \wedge \mathbf{B}_{ext}$ et s'aligne dans la direction de \mathbf{B}_{ext} : c'est l'exemple bien connu de l'aiguille aimantée de la boussole, de moment magnétique \mathbf{M} , qui s'oriente dans la direction du champ magnétique terrestre.

VI - Loi d'OHM

Loi d'Ohm locale pour un milieu conducteur fixe

$$\mathbf{j} = \gamma \mathbf{E}$$

où γ est la conductivité du milieu en Siemens m^{-1} (inverse de la résistivité, mesurée en $\Omega \text{ m}$).

Exemples de valeurs de conductivité (inverse de la résistivité):

- métaux (très conducteurs): 10^7 S m^{-1}
- atmosphère solaire: $\gamma = 8 \cdot 10^{-4} T^{3/2} \text{ S m}^{-1}$ où T est la température en K du milieu
 - Photosphère et chromosphère (10000 K) : $\gamma \approx 10^3 \text{ S m}^{-1}$
 - couronne (10^6 K) : $\gamma \approx 10^6 \text{ S m}^{-1}$
- eau de mer: 5 S m^{-1}
- eau douce: 0.05 S m^{-1}
- verre (isolant): $10^{-17} \text{ S m}^{-1}$

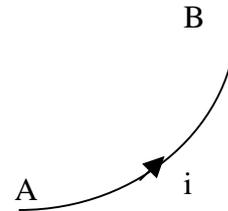
Loi d'Ohm pour un circuit filiforme

Si le conducteur est filiforme entre A et B,

la loi d'Ohm s'écrit $V_A - V_B = R i$

où $R = l / \gamma s$ est la résistance du fil en Ohms (Ω),

entre A et B, l étant sa longueur (m) et s sa section (m^2)



Loi d'Ohm locale pour un milieu conducteur mobile

$$\mathbf{j} = \gamma (\mathbf{E} + \mathbf{v} \wedge \mathbf{B})$$

où \mathbf{v} est la vitesse de déplacement du conducteur. Le second terme $\mathbf{v} \wedge \mathbf{B}$, dit champ électromoteur, provient du fait que le conducteur "voit" dans son propre référentiel un champ électrique \mathbf{E}' différent de celui (\mathbf{E}) qui existe dans le référentiel fixe (ce n'est pas le cas pour le champ magnétique).

En effet, dans un référentiel mobile à la vitesse \mathbf{v} , on montre que le champ électrique \mathbf{E}' vaut: $\mathbf{E}' = \mathbf{E} + \mathbf{v} \wedge \mathbf{B}$ alors que le champ magnétique \mathbf{B}' reste égal à \mathbf{B} , champ du repère fixe (cette relation n'est exacte que dans le cadre de la transformation de Galilée, lorsque $v \ll c$; dans le cas contraire il faut utiliser la transformation de Lorentz en relativité restreinte, hors programme).

VII - ARQS dans un conducteur et induction magnétique

Dans l'approximation des régimes quasi stationnaires (ARQS), les équations de Maxwell s'écrivent:

$\text{div } \mathbf{E} = \rho / \epsilon_0$	<i>Equation de Maxwell Gauss</i>
$\text{rot } \mathbf{E} = - \partial \mathbf{B} / \partial t$	<i>Equation de Maxwell Faraday</i>
$\text{div } \mathbf{B} = 0$	<i>Equation de Maxwell Thomson ou flux</i>
$\text{rot } \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j}$	<i>Equation de Maxwell Ampère</i>

On a négligé le courant de déplacement $\mathbf{j}_D = \epsilon_0 \partial \mathbf{E} / \partial t$ dans l'équation de Maxwell Ampère. La suppression de ce terme empêche la propagation d'ondes électromagnétiques. Cette approximation est valable à condition que:

$$T_p \text{ temps de propagation} = L/C \ll T \text{ temps caractéristique d'évolution du système}$$

où C est la vitesse de la lumière et L la dimension caractéristique du système.

La condition $L \ll C T$ signifie aussi $v \ll C / L$ pour une variation sinusoïdale à la fréquence v ;

l'ARQS n'est donc valable aux basses fréquences.

Pour un circuit mobile de vitesse v , $L \ll C T$ signifie aussi $v \ll C$.

L'hypothèse ARQS implique la loi des noeuds $\text{div } \mathbf{j} = 0$

en prenant la divergence de l'équation Maxwell Ampère (la divergence d'un rotationnel étant nulle). Or dans un conducteur fixe, $\mathbf{j} = \gamma \mathbf{E}$ (loi d'Ohm), donc $\text{div } \mathbf{j} = 0$ implique $\text{div } \mathbf{E} = 0$ (en supposant la conductivité uniforme). Mais $\text{div } \mathbf{E} = 0$ implique $\rho = 0$: un conducteur en ARQS est globalement neutre (il y a autant de charges positives que négatives).

Loi de Faraday

Considérons un circuit fermé C et prenons le flux de l'équation de Maxwell Faraday sur la surface S appuyée sur son contour:

$$\iint \text{rot } \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S} = - \partial [\iint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S}] / \partial t$$

En appliquant le théorème de Stokes, il vient:

$$\int \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = e = - \partial \Phi(\mathbf{B}) / \partial t$$

C'est la loi de Faraday.

e est la force électromotrice d'induction (fem).

$\Phi(\mathbf{B}) = \iint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S}$ est le flux du champ magnétique \mathbf{B} à travers la surface S du circuit.

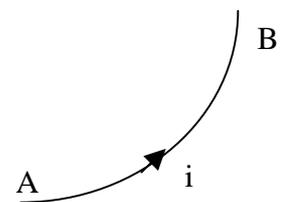
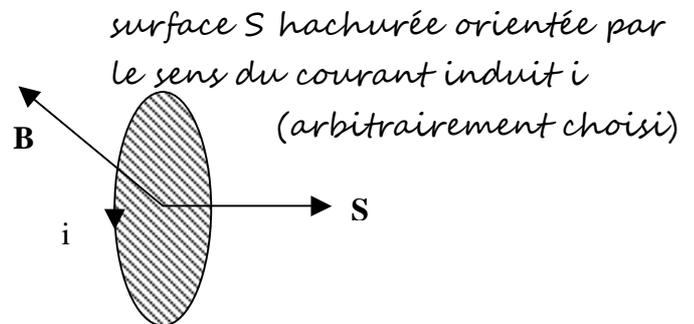
La fem d'induction e se mesure en Volts. Elle n'existe que si le flux $\Phi(\mathbf{B})$ du champ magnétique \mathbf{B} à travers le circuit varie dans le temps, ou bien si le circuit se déplace dans un champ constant. $\Phi(\mathbf{B})$ porte dans ce cas le nom de flux coupé lors du déplacement.

Loi d'Ohm généralisée pour un circuit filiforme AB

la loi d'Ohm généralisée s'écrit $V_A - V_B = R i - e$

où R est la résistance du fil en Ohms (Ω) et $e = - \partial [\int_A^B \mathbf{A} \cdot d\mathbf{l}] / \partial t$

Si le circuit est fermé: $A = B$, l'intégrale porte sur un contour fermé.



Dans ce cas, $V_A = V_B$ et $e = -\partial[\int \mathbf{A} \cdot d\mathbf{l}]/\partial t = -\partial[\int \text{rot} \mathbf{A} \cdot d\mathbf{S}]/\partial t$ (d'après le théorème de Stokes).

Donc $e = -\partial[\int \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S}]/\partial t = -\partial\Phi(\mathbf{B})/\partial t$ et on retrouve ainsi la loi de Faraday.

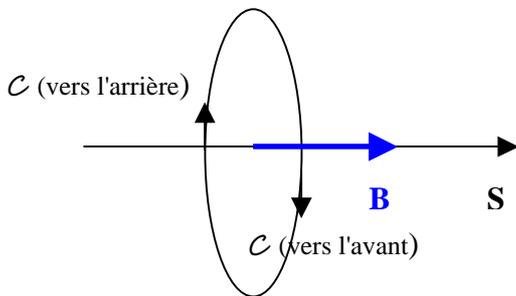
Il apparaît un courant induit dans le circuit: $i = e/R$ c'est le phénomène d'induction magnétique.

Comme $i = dq/dt$, la quantité d'électricité induite est alors $q = -\Delta\Phi / R$ pour une variation de flux $\Delta\Phi$.

Loi de Lenz

Les effets de l'induction s'opposent à la cause qui leur a donné naissance. C'est le signe "-" de la loi de Faraday.

Exemple d'induction dans une spire de courant en champ magnétique variable



La spire est dans un champ magnétique variable $\mathbf{B}(t)$
On choisit un sens positif arbitraire pour les courants qui oriente le contour \mathcal{C} et la surface \mathbf{S} du circuit dans le sens de \mathbf{B} de sorte que $\Phi = \mathbf{B} \cdot \mathbf{S}$

$\mathbf{B} \nearrow \rightarrow d\Phi/dt > 0 \rightarrow e < 0 \rightarrow i < 0 \rightarrow \mathbf{B}_{\text{induit}}$ vers la gauche s'oppose à l'augmentation du flux (loi de Lenz)

$\mathbf{B} \searrow \rightarrow d\Phi/dt < 0 \rightarrow e > 0 \rightarrow i > 0 \rightarrow \mathbf{B}_{\text{induit}}$ vers la droite s'oppose à la diminution du flux (loi de Lenz)

VIII - Equation de conservation de l'énergie électromagnétique

Introduisons le vecteur de Poynting $\mathbf{P} = (\mathbf{E} \wedge \mathbf{B})/\mu_0$ dont on donnera la signification plus loin.

$$\text{div } \mathbf{P} = \text{div} (\mathbf{E} \wedge \mathbf{B})/\mu_0 = (\mathbf{B} \text{ rot} \mathbf{E} - \mathbf{E} \text{ rot} \mathbf{B})/\mu_0$$

avec $\text{rot } \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j} + \mu_0 \epsilon_0 \partial \mathbf{E} / \partial t$ (Maxwell Ampère pour un milieu conducteur)

et $\text{rot } \mathbf{E} = -\partial \mathbf{B} / \partial t$ (Maxwell Faraday),

on obtient: $\text{div } \mathbf{P} = -\partial/\partial t (\epsilon_0 \mathbf{E}^2/2 + \mathbf{B}^2/2\mu_0) - \mathbf{j} \cdot \mathbf{E}$

soit l'équation locale de conservation de l'énergie électromagnétique :

$$\partial/\partial t (\epsilon_0 \mathbf{E}^2/2 + \mathbf{B}^2/2\mu_0) + \text{div } \mathbf{P} = -\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}$$

qui est de la forme d'une équation de conservation généralisée $\partial \rho_E / \partial t + \text{div } \mathbf{j}_E = s$ où $\rho_E = \epsilon_0 \mathbf{E}^2/2 + \mathbf{B}^2/2\mu_0$ est la densité volumique d'énergie électromagnétique (J m^{-3}) dans laquelle:

$\epsilon_0 \mathbf{E}^2/2$ est la densité volumique d'énergie électrique (J m^{-3}) ou pression électrique (Pa)

$\mathbf{B}^2/2\mu_0$ est la densité volumique d'énergie magnétique (J m^{-3}) ou pression magnétique (Pa)

$\mathbf{P} = \mathbf{j} \cdot \mathbf{E}$ est la densité de courant d'énergie, ou puissance transportée par unité de surface (W m^{-2}).

$\text{div } \mathbf{P}$ représente alors une densité volumique de puissance transportée en W m^{-3} .

Attention ! Ne pas confondre \mathbf{P} vecteur de Poynting avec polarisation ou pression gazeuse !

$s = -\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}$ est un terme source/perte d'énergie en W m^{-3} ; c'est la densité de puissance des charges mobiles; ce peut être une perte par effet Joule dans un conducteur si $\mathbf{j} = \gamma \mathbf{E}$.

→ a - Cas des électrons mobiles

Supposons l'électron, de charge $-e$ et de masse m , lié à un atome par une force de rappel de la forme simplifiée $-m \omega_0^2 \mathbf{r}$, où $k = m \omega_0^2$ est une constante de raideur et \mathbf{r} la position de la particule; le PFD donne en présence du champ électrique \mathbf{E} et du champ magnétique \mathbf{B} (en négligeant tout frottement, donc collision):

$$m \, d\mathbf{v}/dt = -e \mathbf{E} - e \mathbf{v} \wedge \mathbf{B} - m \omega_0^2 \mathbf{r} \quad \text{où } \mathbf{v} \text{ est la vitesse définie par } \mathbf{v} = d\mathbf{r}/dt$$

En faisant le produit scalaire avec \mathbf{v} , on obtient: $d(1/2 m \mathbf{v}^2)/dt = -e \mathbf{E} \cdot \mathbf{v} - d(1/2 m \omega_0^2 \mathbf{r}^2)/dt$

Multiplions par N , nombre d'électrons par unité de volume: le produit $m N$ est alors la masse volumique μ (kg m^{-3}) et la densité de charge mobiles est $\rho = -N e$ (C m^{-3}).

$$d(1/2 \mu \mathbf{v}^2)/dt = \rho \mathbf{E} \cdot \mathbf{v} - d(1/2 \mu \omega_0^2 \mathbf{r}^2)/dt$$

Comme $\mathbf{j} = \rho \mathbf{v}$, on en conclut que la puissance volumique des charges mobiles s'exprime ainsi:

$$\mathbf{j} \cdot \mathbf{E} = d(1/2 \mu \mathbf{v}^2 + 1/2 \mu \omega_0^2 \mathbf{r}^2)/dt = d(E_c + E_p)/dt$$

où E_c et E_p constituent respectivement la densité volumique d'énergie cinétique et potentielle des charges mobiles (J m^{-3}). L'équation de conservation de l'énergie devient alors:

$$\partial/\partial t(\epsilon_0 \mathbf{E}^2/2 + \mathbf{B}^2/2\mu_0 + E_c + E_p) + \text{div } \mathbf{P} = 0$$

ou encore

$$\partial\rho_E/\partial t + \text{div } \mathbf{P} = 0$$

où $\rho_E = \epsilon_0 \mathbf{E}^2/2 + \mathbf{B}^2/2\mu_0 + E_c + E_p$ est la densité volumique d'énergie totale.

L'énergie mécanique des charges mobiles s'ajoute donc à l'énergie électromagnétique des champs.

→ b - Cas d'une OPPH

Si \mathbf{E} et \mathbf{B} sont associés à une OPPH, on a en valeur moyenne temporelle $\langle \partial/\partial t(\rho_E) \rangle = 0$. On en déduit $\text{div} \langle \mathbf{P} \rangle = 0$; cette égalité signifie (en moyenne) puissance entrante = puissance sortante. Par contre, $\langle \mathbf{P} \rangle$ et $\langle \rho_E \rangle$ sont non nuls. Examinons cela en détails.

Pour une OPPH du type $\mathbf{X} = |\mathbf{X}| e^{i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})}$, on a en valeur moyenne temporelle:
 $\langle \partial/\partial t(\mathbf{X}^2) \rangle = \langle 2\mathbf{X} \partial\mathbf{X}/\partial t \rangle = R_e [\langle \mathbf{X} \partial\mathbf{X}/\partial t^* \rangle] = R_e [\mathbf{X} (i\omega \mathbf{X})^*] = \omega |\mathbf{X}|^2 R_e(i) = 0$.

Ceci est vrai pour toute quantité quadratique comme l'énergie électromagnétique ($\epsilon_0 \mathbf{E}^2/2 + \mathbf{B}^2/2\mu_0$), l'énergie cinétique ($1/2 m \mathbf{v}^2$) ou potentielle ($1/2 \mu \omega_0^2 \mathbf{r}^2$).

$$\text{Toujours pour une OPPH avec } \mathbf{B} = \mathbf{E} (k/\omega), \quad \langle \mathbf{P} \rangle = 1/2 R_e [\mathbf{E} \mathbf{B}^*/\mu_0] = 1/2 \epsilon_0 |\mathbf{E}|^2 C^2 R_e(k/\omega)$$

$v_\phi = \omega/R_e(k)$ et $v_g = d\omega/dR_e(k)$ sont respectivement les vitesses de phase et de groupe.

De $\langle P \rangle = 1/2 \epsilon_0 |\mathbf{E}|^2 C^2 / v_{\phi} = \langle \rho_E \rangle v_g$, on en déduit la densité moyenne d'énergie transportée $\langle \rho_E \rangle$:

$$\langle \rho_E \rangle = 1/2 \epsilon_0 |\mathbf{E}|^2 [C^2 / (v_{\phi} v_g)]$$

→ c - Cas d'un milieu diélectrique LHI

Sans charge et sans courant, l'équation de conservation devient:

$$\mathbf{E} \cdot \partial \mathbf{D} / \partial t + \partial (\mathbf{B}^2 / 2 \mu_0) / \partial t + \text{div } \mathbf{P} = 0$$

en raison de l'équation de Maxwell Ampère qui est $\text{rot } \mathbf{B} = \mu_0 \partial \mathbf{D} / \partial t$

Dans un milieu LHI, $\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}$ où $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r = \epsilon_0 n^2$; $n = n_1 - i n_2$ est l'indice de réfraction complexe.

L'équation de d'Alembert $\Delta \mathbf{E} = \mu_0 \epsilon \partial^2 \mathbf{E} / \partial t^2$ a pour solution une OPPH de relation de dispersion:

$$k = (\omega / C) n = (\omega / C) (n_1 - i n_2)$$

Une OPPH de pulsation ω se propageant selon Oz est de la forme: $\mathbf{E}(z,t) = \mathbf{E}_0 e^{-(\omega n_2 / C)z} e^{i\omega(t - n_1 z / C)}$

Le module E du champ décroît selon Oz (onde évanescente): $E = E_0 e^{-(\omega n_2 / C)z}$

- onde propagative: $n_2 = 0$
- onde absorbée: $n_1 = 0$ (ondes stationnaires amorties)
- onde évanescence: $n_1 \neq 0, n_2 \neq 0$, amplitude décroissante au fur et à mesure de la propagation

Evaluons la puissance moyenne transportée (W m^{-2}):

$$\langle P \rangle = 1/2 \epsilon_0 C^2 |\mathbf{E}|^2 \text{Re}(k) / \omega = 1/2 \epsilon_0 |\mathbf{E}|^2 C n_1 = 1/2 \epsilon_0 E_0^2 e^{-2(\omega n_2 / C)z} C n_1$$

on en déduit: $\langle \text{div } \mathbf{P} \rangle = \partial \langle P \rangle / \partial z = - \epsilon_0 E_0^2 e^{-2(\omega n_2 / C)z} n_1 n_2 \omega < 0 \quad (\text{W m}^{-3})$

$$\text{De ce fait, } \langle \partial \rho_E / \partial t \rangle = \langle \mathbf{E} \cdot \partial \mathbf{D} / \partial t + \partial (\mathbf{B}^2 / 2 \mu_0) / \partial t \rangle = \epsilon_0 E_0^2 e^{-2(\omega n_2 / C)z} n_1 n_2 \omega > 0$$

la densité d'énergie volumique ρ_E croît en moyenne, l'onde dépose localement de l'énergie dès que $n_1 \neq 0$ et $n_2 \neq 0$.

Enfin, avec $\mathbf{D} = \epsilon_0 n^2 \mathbf{E}$, $\rho_E = \epsilon_0 (n \mathbf{E})^2 / 2 + \mathbf{B}^2 / 2 \mu_0$

$$\mathbf{B} = k \mathbf{E} / \omega, \quad k = (\omega / C) n \rightarrow \mathbf{B} = (n \mathbf{E}) / C \rightarrow \langle \rho_E \rangle = (\epsilon_0 / 2) |n|^2 |\mathbf{E}|^2 \quad \text{densité d'énergie.}$$

- Récapitulatif:*
- onde propagative: $n_2 = 0, \langle P \rangle = 1/2 \epsilon_0 E_0^2 C n_1$ constant, $\langle \partial \rho_E / \partial t \rangle = 0$, transport sans dépôt
- onde absorbée: $n_1 = 0, \langle P \rangle = 0, \langle \partial \rho_E / \partial t \rangle = 0$, pas de transport d'énergie
- onde évanescence: $n_1 \neq 0, n_2 \neq 0, \langle P \rangle = 1/2 \epsilon_0 E_0^2 e^{-2(\omega n_2 / C)z} C n_1$ décroissant, $\langle \partial \rho_E / \partial t \rangle > 0$, transport avec dépôt d'énergie

→ d - Cas d'un conducteur fixe obéissant à la loi d'Ohm

avec $\mathbf{j} = \gamma \mathbf{E}$ (loi d'Ohm), l'équation de Maxwell Ampère devient:

$$\text{rot } \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j} + \mu_0 \epsilon_0 \partial \mathbf{E} / \partial t = \mu_0 \gamma \mathbf{E} + \mu_0 \epsilon_0 \partial \mathbf{E} / \partial t$$

De $\text{div } \mathbf{E} = 0$ (pas de charges) et $\text{rot } \mathbf{E} = -\partial \mathbf{B} / \partial t$,

on obtient $\Delta \mathbf{E} = \mu_0 \gamma \partial \mathbf{E} / \partial t + \mu_0 \epsilon_0 \partial^2 \mathbf{E} / \partial t^2$

Cette équation comporte un terme diffusif $\mu_0 \gamma \partial \mathbf{E} / \partial t$ et un terme propagatif $\mu_0 \epsilon_0 \partial^2 \mathbf{E} / \partial t^2$.
Recherchons une solution de type OPPH de pulsation ω propagative selon Oz de la forme:
 $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{i(\omega t - kz)}$; la relation de dispersion s'écrit:

$$k^2 = \omega^2 / C^2 - i \omega \mu_0 \gamma$$

Dans un milieu conducteur (métal, eau de mer), aux radio fréquences (de 3000 Hz à 300 GHz correspondant respectivement aux longueurs d'onde de 100 km à 1 mm), le premier terme est négligeable devant le second, donc:

$$k^2 = -i \omega \mu_0 \gamma = 1/2 (1 - i)^2 \omega \mu_0 \gamma$$

d'où $k = (1 - i) / \delta = (\omega / C) (n_1 - i n_2)$ où δ est l'épaisseur de peau: $\delta = (2 / \omega \mu_0 \gamma)^{1/2}$

Cette grandeur caractérise l'épaisseur d'absorption de l'onde dans le milieu. A titre d'exemple, l'ordre de grandeur de δ est le cm à 50 Hz pour un métal (γ voisin de 10^7 Sm^{-1}). Pour l'eau de mer (γ proche de 5 Sm^{-1}), δ est de l'ordre de quelques mètres pour les basses fréquences radio (10 Kz); les communications avec les sous marins ne peuvent donc se faire qu'aux basses fréquences, celles usuellement utilisées étant dissipées dans l'eau par effet Joule, comme on va le voir ci dessous.

On a donc pour les indices de dispersion et d'absorption: $n_1 = n_2 = C / \delta \omega$

L'onde est évanescente: $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{-z/\delta} e^{i(\omega t - z/\delta)}$

On a $\langle P \rangle = 1/2 \text{Re} [\mathbf{E} \mathbf{B}^* / \mu_0] = 1/2 |\mathbf{E}|^2 \text{Re}(k) / \omega \mu_0 = 1/2 E_0^2 e^{-2z/\delta} / (\omega \delta \mu_0)$

d'où $\langle \text{div } \mathbf{P} \rangle = \partial \langle P \rangle / \partial z = -E_0^2 e^{-2z/\delta} / (\omega \delta^2 \mu_0)$

à comparer avec la puissance Joule moyenne $\mathcal{P}_J = \langle \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} \rangle = \langle \gamma \mathbf{E}^2 \rangle = 1/2 \gamma |\mathbf{E}|^2$

soit $\mathcal{P}_J = 1/2 \gamma E_0^2 e^{-2z/\delta} = E_0^2 e^{-2z/\delta} / (\omega \delta^2 \mu_0)$ puisque $\delta = (2 / \omega \mu_0 \gamma)^{1/2}$

Ainsi, $\langle \text{div } \mathbf{P} \rangle + \mathcal{P}_J = 0$ l'énergie déposée par l'onde est dissipée localement par effet Joule.

Le champ magnétique associé à l'OPPH est $\mathbf{B} = \mathbf{E} (k/\omega) = \mathbf{E} (1 - i) / \delta \omega = (\sqrt{2}/\delta \omega) e^{-i\pi/4} \mathbf{E}$

$$\mathbf{B} = (\sqrt{2}/\delta \omega) E_0 e^{-z/\delta} e^{i(\omega t - z/\delta - \pi/4)}$$

Loi de conservation globale pour un conducteur fixe, avec $\mathbf{j} = \gamma \mathbf{E}$ (loi d'Ohm)

Dans ce cas, $|s| = \gamma \mathbf{E}^2 = \mathbf{j}^2 / \gamma = \text{densité de puissance JOULE (W m}^{-3}\text{)}$

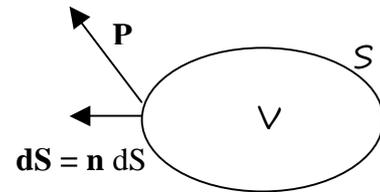
L'équation globale de conservation de l'énergie électromagnétique s'obtient par intégration de l'équation locale $\partial/\partial t (\epsilon_0 \mathbf{E}^2 / 2 + \mathbf{B}^2 / 2\mu_0) + \text{div } \mathbf{P} = -\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}$ sur un volume V entouré par la surface fermée S , au moyen du théorème d'Ostrogradski:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\iiint (\epsilon_0 \mathbf{E}^2/2 + \mathbf{B}^2/2\mu_0) dv \right] + \iint \mathbf{P} \cdot d\mathbf{S} = - \iiint (\mathbf{j}^2/\gamma) dv$$

Puissance
électromagnétique
(W) du volume V

Perte/gain aux
frontières sur S
(W)

Perte par effet
Joule (W)
du volume V



\mathbf{n} normale à la surface élémentaire $d\mathbf{S}$

où $\iint \mathbf{P} \cdot d\mathbf{S}$ est le flux de puissance électromagnétique au travers de la surface fermée S frontière (perte ou gain aux frontières selon que \mathbf{P} est orienté vers l'extérieur ou l'intérieur). Il peut être nul.

Cette équation globale possède plusieurs significations:

- l'énergie électromagnétique $\iiint (\epsilon_0 \mathbf{E}^2/2 + \mathbf{B}^2/2\mu_0) dv$ se conserve en l'absence de dissipation Joule si les entrées sont compensées par les sorties aux frontières (ou si elles y sont nulles).
- en régime permanent, $\iint \mathbf{P} \cdot d\mathbf{S} = - \iiint (\mathbf{j}^2/\gamma) dv$ signifie que la puissance électromagnétique entrante est égale à la puissance sortante plus celle dissipée par effet Joule.

Exemple de bilan du circuit filiforme fermé en ARQS

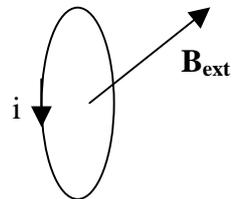
Dans le cas d'un circuit filiforme fermé sur lui même, de résistance R, on a vu que l'équation électrique s'écrit $R i - e = 0$ soit:

$$R i + \frac{\partial \Phi}{\partial t} = 0 \quad \text{où } \Phi \text{ est le flux magnétique total au travers du circuit;}$$

en multipliant par i, on obtient le bilan de puissance: $R i^2 + i \frac{\partial \Phi}{\partial t} = 0$

Si ce circuit possède une inductance propre L (unité: Henry, H) et baigne dans un champ magnétique extérieur variable \mathbf{B}_{ext} , alors:

$$\Phi = L i + \Phi_{\text{ext}}$$



où $L i$ est le flux propre (flux du champ magnétique généré par le circuit au travers de lui même) et

$$\Phi_{\text{ext}} = \iint \mathbf{B}_{\text{ext}} \cdot d\mathbf{S} \quad \text{est le flux du champ } \underline{\text{extérieur}} \text{ au travers du circuit.}$$

En présence d'un second circuit d'intensité I, il faudrait y ajouter le flux mutuel M I, où M serait le coefficient d'inductance mutuelle (unité: Henry, H) entre les deux circuits.

L'intensité i est donnée par la résolution de l'équation électrique et le bilan de puissance devient:

$$R i + L \frac{\partial i}{\partial t} + \frac{\partial \Phi_{\text{ext}}}{\partial t} = 0$$

$$R i^2 + \frac{\partial (\frac{1}{2} L i^2)}{\partial t} + i \frac{\partial \Phi_{\text{ext}}}{\partial t} = 0$$

relation dans laquelle:

$$\begin{aligned} R i^2 &\text{ est la puissance Joule (W)} \\ \frac{1}{2} L i^2 &\text{ est l'énergie magnétique du circuit (J)} \\ i \frac{\partial \Phi_{\text{ext}}}{\partial t} &\text{ la puissance échangée avec l'extérieur (W)} \end{aligned}$$

IX - Force de Laplace subie par un courant

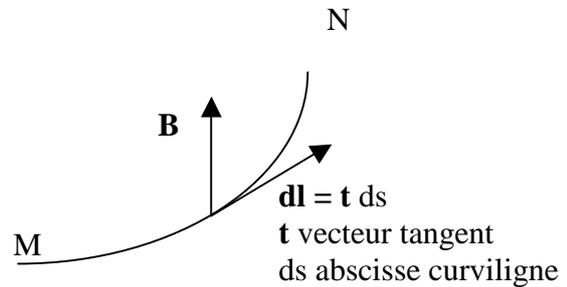
Lorsqu'un courant électrique de densité volumique \mathbf{j} (A m^{-2}) est plongé dans un champ magnétique \mathbf{B} , il subit une force magnétique, dite force de Laplace, dont l'expression vectorielle est:

$$\mathbf{f} = \mathbf{j} \wedge \mathbf{B} \quad (\text{en N m}^{-3})$$

Cette force est volumique;
sur un volume \mathcal{V} la force totale est

$$\mathbf{F} = \iiint \mathbf{j} \wedge \mathbf{B} \, dv \quad (\text{en N})$$

Cas du circuit filiforme



Si le courant est filiforme d'intensité i , la force de Laplace élémentaire devient:

$$d\mathbf{F} = i \, d\mathbf{l} \wedge \mathbf{B} \quad (\text{en N}), \quad d\mathbf{l} \text{ étant un élément de courant.}$$

Sur le circuit MN, $\mathbf{F} = \int i \, d\mathbf{l} \wedge \mathbf{B}$ (intégrale curviligne de M à N).

La force de Laplace est orthogonale au plan formé par les vecteurs $d\mathbf{l}$ (élément de courant) et \mathbf{B} (champ magnétique).

Un courant colinéaire au champ magnétique ne subit pas de force de Laplace.

X - Analogie électrostatique/gravitation: équations du champ de gravitation

Le champ de gravitation créé par une masse m obéit à la loi de Newton:

$$\mathbf{G}(M) = -K m \mathbf{u} / r^2 \quad (\text{m s}^{-2})$$



où \mathbf{u} est le vecteur unitaire allant de la masse m au point P vers le point M où l'on considère ses effets gravitationnels ($\mathbf{u} = \mathbf{PM} / \|\mathbf{PM}\|$).

K est la constante d'attraction universelle ($6.67 \cdot 10^{-11}$ unités SI). $r = PM$ (en mètres) est la distance qui sépare le point M de la masse m (en kg).

Cette loi est analogue à la loi de Coulomb $\mathbf{E}(M) = (1/4\pi\epsilon_0) q \mathbf{u} / r^2$ (V m^{-1})

Cependant, les forces de gravitation sont purement attractives, contrairement aux forces électrostatiques qui sont attractives ou répulsives selon le signe des charges en interaction.

En remplaçant $-K$ par $1/4\pi\epsilon_0$ et \mathbf{E} par \mathbf{G} dans les deux équations de Maxwell du champ électrique, on obtient les équations du champ de gravitation:

$\text{div } \mathbf{G} = -4\pi K \rho$ $\text{rot } \mathbf{G} = \mathbf{0}$	<i>Equation de Maxwell Gauss</i> <i>Equation de Maxwell Faraday</i>
--	--

où ρ est désormais la masse volumique (kg m^{-3}).

Le champ de gravitation \mathbf{G} est à circulation conservative, il dérive d'un potentiel de gravitation V par la relation:

$$\mathbf{G} = - \text{grad } V \quad (V \text{ en } \text{m}^2 \text{s}^{-2})$$

Le potentiel V est solution de l'équation de Poisson: $\Delta V = 4\pi K \rho$

Dont la solution est $V(M) = - K \iiint [\rho/r] dv$

l'intégrale portant sur le volume contenant les masses et r étant la distance de la masse élémentaire $dm = \rho dv$ au point M où l'on considère la gravitation. On en tire pour le champ gravitationnel:

$$\mathbf{G}(M) = - K \iiint [\rho \mathbf{u}/r^2] dv \quad (\text{unité: } \text{m s}^{-2})$$

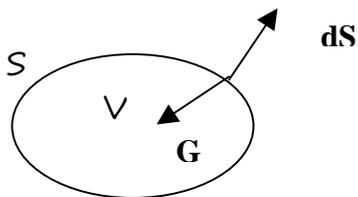
\mathbf{u} étant le vecteur unitaire orienté de la masse élémentaire $dm = \rho dv$ vers le point M où l'on recherche le champ de gravitation.

Théorème de Gauss du champ de gravitation

Le flux du champ de gravitation à travers une surface fermée S est égal à la somme des masses (en kg) intérieures au volume V entouré par cette surface multipliée par $- 4\pi K$

$$\iint \mathbf{G} \cdot d\mathbf{S} = - 4\pi K (\Sigma \text{ masses intérieures})$$

Les symétries du champ de gravitation sont identiques à celles du champ électrostatique: le champ appartient au plan de symétrie des masses.



Masse intérieure:

$$M = \iiint \rho dv \text{ sur le volume } V$$

Conséquence: champ de gravitation à la surface d'un corps sphérique de masse M et de rayon R

\mathbf{G} est à symétrie sphérique sur la sphère de rayon R , donc:

$$\iint \mathbf{G} \cdot d\mathbf{S} = - 4\pi R^2 G$$

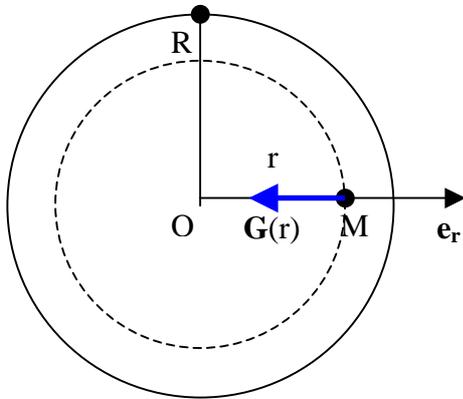
D'après le théorème de Gauss,

$$\iint \mathbf{G} \cdot d\mathbf{S} = - 4\pi K M, \text{ d'où } \mathbf{G} = - K M / R^2 \mathbf{u}$$

appelé aussi champ de pesanteur. Tout se passe comme si la masse M était ponctuelle et ramenée au centre de la sphère de rayon R . On note en général ce champ de pesanteur $g = K M / R^2$. Il vaut 9.81 m s^{-2} à la surface de la Terre et 275 m s^{-2} à la surface du Soleil.

Application 1: un modèle simple d'intérieur solaire

On suppose que le Soleil est une sphère gazeuse incompressible, de masse volumique ρ uniforme, et de rayon R . Quel est le champ de gravitation et la pression interne en fonction de la distance au centre $r = OM$ (on prendra la pression nulle en surface) ? En déduire la pression au centre du Soleil.



- (1) invariances: le problème est à symétrie sphérique et ne dépend que de la variable r seule $\rightarrow \mathbf{G} = G(r) \mathbf{e}_r$
- (2) Tout plan contenant OM est plan de symétrie des masses $\rightarrow \mathbf{G} = G(r) \mathbf{e}_r$
- (3) on choisit une sphère de Gauss de rayon $r < R$
- (4) flux sur la sphère de rayon r : $4 \pi r^2 G$
- (5) masse intérieure: $M_{int} = 4/3 \pi r^3 \rho$

Théorème de Gauss: $4 \pi r^2 G = - 4 \pi K M_{int}$

d'où l'on tire: $G(r) = - K 4/3 \pi r \rho$ pour $r < R$

$G(0) = 0$ et en surface $G(R) = - K 4/3 \pi R \rho = - K M / R^2$ où M est la masse du Soleil

Si l'étoile est en équilibre hydrostatique, on a $dP/dr = - \rho |G(r)|$ dr

donc $dP/dr = - K 4/3 \pi r \rho^2$ dr

Cette équation qui s'intègre immédiatement et donne: $P(r) = - K 2/3 \pi r^2 \rho^2 + \text{constante}$

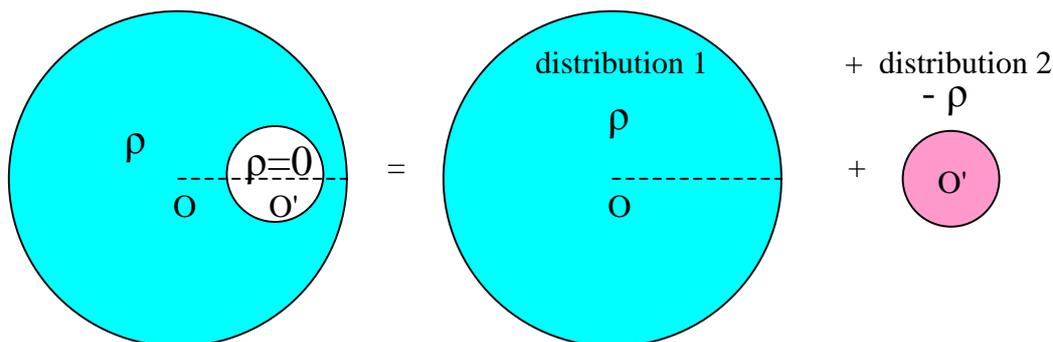
et on choisit la constante de sorte que $P(R) = 0$; d'où $P(r) = K 2/3 \pi \rho^2 (R^2 - r^2)$

On en déduit la pression centrale $P(0) = K 2/3 \pi \rho^2 R^2$

$M = 2 \cdot 10^{30}$ kg, $R = 7 \cdot 10^8$ m $\rightarrow \rho = 1400$ kg m⁻³ $\rightarrow P(0) = 1.3 \cdot 10^{14}$ Pa (un facteur 100 en dessous des modèles raffinés qui prévoient $1.8 \cdot 10^{16}$ Pa).

Application 2: champ de gravitation dans une grotte

Considérons un corps sphérique de centre O et de masse volumique uniforme ρ . On insère à l'intérieur une cavité sphérique de centre O' . Quel est le champ de gravitation dans la cavité ?



Théorème de superposition:

les équations de Maxwell étant linéaires, si \mathbf{G}_1 est le champ d'une distribution ρ_1 et \mathbf{G}_2 le champ d'une distribution ρ_2 , alors $\mathbf{G}_1 + \mathbf{G}_2$ est le champ de la distribution $\rho_1 + \rho_2$.

En reprenant le résultat de l'exemple précédent:

- la distribution 1 génère au point M un champ $\mathbf{G}_1 = -K \frac{4}{3} \pi \rho \mathbf{OM}$
- la distribution 2 génère au point M un champ $\mathbf{G}_2 = -K \frac{4}{3} \pi (-\rho) \mathbf{O'M}$,

→ $\mathbf{G} = \mathbf{G}_1 + \mathbf{G}_2 = -K \frac{4}{3} \pi \rho (\mathbf{OM} - \mathbf{O'M}) = -K \frac{4}{3} \pi \rho \mathbf{OO'}$ est un champ uniforme.

Annexe 1: Parallèle électrostatique/magnétostatique

Charge $dq = \rho dv$
Force $d\mathbf{F} = dq \mathbf{E}$

charges source de \mathbf{E} :

$$\text{div } \mathbf{E} = \rho/\epsilon_0 \quad \rightarrow \quad \iint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S} = Q_{\text{intérieur}}/\epsilon_0$$
$$\text{rot } \mathbf{E} = \mathbf{0} \quad \rightarrow \quad \mathbf{E} = -\text{grad } V$$

Champ d'une distribution de charges:
équation de Poisson $\Delta V + \rho/\epsilon_0 = 0$

$$dV = (1/4\pi\epsilon_0) \rho dv / r$$

$$d\mathbf{E} = (1/4\pi\epsilon_0) \rho dv \mathbf{u} / r^2$$

Densité d'énergie $\epsilon_0 E^2/2$

Dipôle (moment dipolaire $\mathbf{p} = q \mathbf{A} \cdot \mathbf{A}_+$):

$$V = (1/4\pi\epsilon_0) \mathbf{p} \cdot \mathbf{u} / r^2$$

$$\mathbf{E} = - (1/4\pi\epsilon_0) \text{grad}(\mathbf{p} \cdot \mathbf{u} / r^2)$$

énergie potentielle: $E_p = -\mathbf{p} \cdot \mathbf{E}_{\text{extérieur}}$

couple subi: $\Gamma = \mathbf{p} \wedge \mathbf{E}_{\text{extérieur}}$

force subie: $\mathbf{F} = \text{grad}(\mathbf{p} \cdot \mathbf{E}_{\text{extérieur}})$

Courant $di = \mathbf{j} \cdot d\mathbf{S}$, $i = dq/dt$

Force $d\mathbf{F} = \mathbf{j} \wedge \mathbf{B} dv$
 $= i d\mathbf{l} \wedge \mathbf{B}$ (courant filiforme)

courants source de \mathbf{B} :

$$\text{div } \mathbf{B} = \mathbf{0} \quad \rightarrow \quad \mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A}$$

$$\text{rot } \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j} \quad \rightarrow \quad \int \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} = \mu_0 I_{\text{enlacé}}$$

Champ d'une distribution de courants:
équation de Poisson $\Delta \mathbf{A} + \mu_0 \mathbf{j} = 0$

$$d\mathbf{A} = (\mu_0/4\pi) \mathbf{j} dv / r$$
$$= (\mu_0/4\pi) i d\mathbf{l} / r \text{ (courant filiforme)}$$

$$d\mathbf{B} = (\mu_0/4\pi) \mathbf{j} dv \wedge \mathbf{u} / r^2$$
$$= (\mu_0/4\pi) i d\mathbf{l} \wedge \mathbf{u} / r^2 \text{ (courant filiforme)}$$

Densité d'énergie $B^2/2\mu_0$

Dipôle (moment magnétique $\mathbf{M} = i \mathbf{S}$):

$$\mathbf{A} = (\mu_0/4\pi) \mathbf{M} \wedge \mathbf{u} / r^2$$

$$\mathbf{B} = - (\mu_0/4\pi) \text{grad}(\mathbf{M} \cdot \mathbf{u} / r^2)$$

énergie potentielle: $E_p = -\mathbf{M} \cdot \mathbf{B}_{\text{extérieur}}$

couple: $\Gamma = \mathbf{M} \wedge \mathbf{B}_{\text{extérieur}}$

force subie: $\mathbf{F} = \text{grad}(\mathbf{M} \cdot \mathbf{B}_{\text{extérieur}})$

Annexe 2

Quelques constantes universelles

$C = 3 \cdot 10^8$ m/s vitesse de la lumière dans le vide

$e = 1.6 \cdot 10^{-19}$ C charge élémentaire

$m_e = 9.1 \cdot 10^{-31}$ kg masse de l'électron

$m_p = 1.67 \cdot 10^{-27}$ kg masse du proton

$h = 6.62 \cdot 10^{-34}$ MKSA constante de Planck

$k = 1.38 \cdot 10^{-23} = R/N$ constante de Boltzmann

$R = 8.32 \text{ J K}^{-1} \text{ mole}^{-1}$ constante des gaz parfaits

$N = 6.02 \cdot 10^{23}$ constante d'Avogadro

$R_H = 13.6$ eV constante de Rydberg

$\mu_0 = 4 \pi \cdot 10^{-7}$ MKSA perméabilité magnétique du vide

$K = 6.67 \cdot 10^{-11}$ MKSA constante gravitationnelle

$1/(4 \pi \epsilon_0) = 9 \cdot 10^9$ MKSA, ϵ_0 permittivité du vide

Conductivités usuelles en S m^{-1}

Métaux:	$5 \cdot 10^7$
Couronne solaire:	10^6
Carbone:	$2.5 \cdot 10^4$
Surface solaire:	10^3
Eau de mer:	5
Eau douce, sol:	0.03
Eau pure:	$5 \cdot 10^{-6}$
Verre:	10^{-17}
Polystyrène:	10^{-20}

Permittivité relative $\epsilon_r = \epsilon/\epsilon_0$

air :	1
verre :	2.5
eau :	80 à 1 GHz mais 1.77 en visible !
(ϵ_r varie avec la fréquence pour les molécules polaires comme l'eau)	

Spectre électromagnétique (fréquence ou longueur d'onde)

bande VLF: 3 - 30 KHz, 10 - 100 km

bande LF: 30 - 300 KHz, 1 - 10 km

bande MF: 300 KHz - 3 MHz, 100 m - 1 km

bande HF: 3 MHz - 30 MHz, 10 - 100 m

bande VHF: 30 MHz - 300 MHz, 1 - 10 m

bande UHF: 300 MHz - 3 GHz, 10 cm - 1 m

infra rouge: 1 - 100 μ

visible: 0.4 - 0.8 μ

ultra violet: 10 - 300 nm

X : 0.1 - 10 nm

Gamma < 0.01 nm

communications sous l'eau

radio grandes ondes

radio ondes moyennes

radio ondes courtes

radio FM, sécurité publique, radio amateur

Wifi, téléphone mobile, télévision, micro ondes

