

Onde électromagnétique

Biographies succinctes

I – Propagation

L'équation vérifiée par le champ électrique dans le vide est une équation de propagation est

LOI
$$\vec{\Delta} \vec{E} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad \text{avec} \quad \frac{1}{c^2} = \mu_0 \varepsilon_0$$

L'équation vérifiée par le champ magnétique dans le vide est une équation de propagation est

LOI
$$\vec{\Delta} \vec{B} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} \quad \text{avec} \quad \frac{1}{c^2} = \mu_0 \varepsilon_0$$

DÉF Une onde est dite *plane* lorsqu'à tout instant les surfaces d'onde sont des plans.

Les solution en OPP pour une propagation en 3D sont en

LOI
$$t - \frac{\vec{OM} \cdot \vec{n}}{c}$$

Une OPPM *quelconque* s'écrit, en notation complexe,

LOI
$$\underline{\vec{E}} = \underline{\vec{E}}_0 e^{j(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{OM})}$$

Dans le cas d'une OPPM en notation complexe et **seulement pour une OPPM**, nous avons

LOI
$$\vec{\nabla} = -j \vec{k}$$

Pour une OPPM dans le vide, la relation de dispersion s'écrit

LOI
$$\omega^2 = k^2 c^2$$

DÉF La *structure* d'un champ (\vec{E}, \vec{B}) est l'ensemble des caractères du trièdre $(\vec{k}, \vec{E}, \vec{B})$.

LOI Pour une OPPM se propageant dans le vide, le trièdre $(\vec{k}, \vec{E}, \vec{B})$ est normal et direct.

DÉF Un champ vectoriel propagatif \vec{E} est dit *transverse* lorsqu'à tout instant \vec{E} est normal à la direction de propagation.

LOI Pour une OPPM dans le vide, \vec{E} et \vec{B} sont transverses.

LOI Pour une OPPM dans le vide

$$\vec{B} = \frac{\vec{k} \wedge \vec{E}}{\omega}$$

LOI Pour une OPP se propageant dans le vide, le trièdre $(\vec{n}, \vec{E}, \vec{B})$ est normal et direct.

LOI Pour une OPP, \vec{E} et \vec{B} sont transverses.

LOI Pour une OPP dans le vide se propageant dans la direction \vec{n}

$$\vec{B} = \frac{\vec{n} \wedge \vec{E}}{c}$$

DÉF La *polarisation* d'une onde caractérise la manière dont évoluent les composantes transverses d'une onde.

LOI Par convention, la polarisation d'une onde est celle de son champ électrique.

LOI Pour déterminer la polarisation d'une onde, il faut se placer **face** à l'onde

DÉF *L'état de polarisation d'une onde* est la courbe que dessine la pointe du champ \vec{E} dans un plan d'onde vu de face.

La polarisation d'une onde peut être :

- LOI
- elliptique droite ou gauche;
 - circulaire droite ou gauche;
 - rectiligne.

Pour qu'une onde soit polarisée rectilignement, il faut :

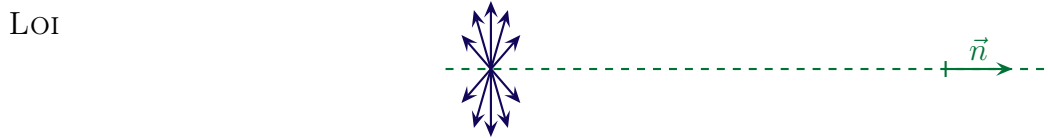
- LOI
- soit une composante nulle;
 - soit des composantes en phase ($\Delta\varphi = 0$) ou en opposition de phase ($\Delta\varphi = \pm\pi$).

Pour qu'une onde soit polarisée circulairement, il faut :

- LOI
- les deux composantes de même amplitude;
 - **et** les deux composantes en quadrature de phase $\Delta\varphi = \pm\frac{\pi}{2}$.

- LOI
- Chaque onde a sa propre polarisation et n'en change pas à moins de traverser un milieu particulier.

La lumière naturelle est dite *non polarisée* car chaque train d'onde émis a une polarisation aléatoire. Cela se représente de la manière suivante



- DÉF
- De la lumière est dite *polarisée* lorsque tous ses trains d'onde ont la même polarisation

Pour une OPPM dans le vide, en norme,

LOI

$$\|\vec{B}\| = \frac{\|\vec{E}\|}{c}$$

- LOI
- Pour une OPP, le vecteur de POYNTING représente l'énergie qui se déplace à la célérité c dans la direction \vec{n} .

Pour une onde sphérique électrique, *i.e.* pour une onde telle que $\vec{E}(M,t) = \vec{E}(r,t)$, il n'y a de composantes que sur \vec{u}_θ et sur \vec{u}_φ et ses composantes s'écrivent

LOI

$$E_{\theta \text{ ou } \varphi} = \frac{1}{r} \times (f(r-ct) + g(r+ct)) \quad \text{où}$$

f et g sont des fonctions quelconques

Une onde sphérique a la même structure locale qu'une OPP, à savoir, pour une onde divergente

LOI

$$\vec{B} = \frac{\vec{u}_r \wedge \vec{E}}{c}$$

LOI

La décroissance en $\frac{1}{r}$ d'une onde sphérique caractérise la conservation de l'énergie.

II – Ondes au niveau atomique

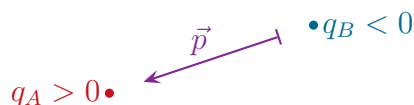
DÉF

Un *dipôle électrique* (ou *dipôle*) est une répartition de charge globalement nulle mais dont le barycentre des charges positives ne coïncide pas avec le barycentre des charges négatives.

LOI

Un dipôle est caractérisé par son *moment dipolaire électrique* \vec{p} (ou *moment dipolaire*).

$$q_A + q_B = 0 \quad \text{et} \quad \vec{p} = q_A \vec{BA} = q_B \vec{AB}$$



LOI

Un moment dipolaire électrique s'exprime en *debye* (D) tel que

$$1 \text{ D} \simeq \frac{1}{3} 10^{-19} \text{ C.m}$$

◇ La définition réelle du debye est

$$1 \text{ D} = 10^{-18} \text{ statC.cm}$$

◇ Le statC? C'est l'unité de charge de FRANKLIN qui correspond à la charge (en valeur absolue) contenue dans une mole d'électron.

★ dipôle magnétique

◇ Normalement le moment magnétique est dû au mouvement des charges.

◇ Le problème, est que la définition du « mouvement » est très problématique à l'échelle atomique à cause du principe d'incertitude d'HEISENBERG qui énonce que, lorsque nous connaissons la position à Δx près et la vitesse à Δv_x près, alors nous avons¹,

$$\Delta x \times \Delta v_x \sim \hbar \quad \text{avec} \quad \hbar = \frac{h}{2\pi}$$

◇ Autrement dit : mieux nous connaissons la position, moins bien nous connaissons la vitesse, et réciproquement. Comment définir la trajectoire dans ces conditions ?

1. \hbar est appelée « la constante réduite de PLANCK ».

◇ En fait, au niveau quantique, ce qui compte c'est la dernière couche d'électrons :

→ quand la dernière couche est pleine, le milieu est dit *diamagnétique*



→ quand la dernière couche est incomplète, le milieu est dit *paramagnétique*



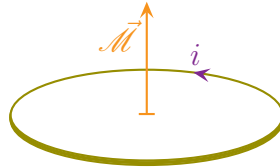
◇ Les aimants naturels sont *ferromagnétiques* à cause de l'interaction entre les atomes.

◇ Finalement, sauf pour les ferromagnétiques, les effets magnétiques dus à l'aspect quantique se caractérisent par un moment magnétique $\vec{\mathcal{M}}$.

Un *moment magnétique* (ou *moment dipolaire magnétique*) peut être décrit par une boucle de courant de surface \vec{S} et parcourue par i .

$$\vec{\mathcal{M}} = i \times \vec{S}$$

LOI



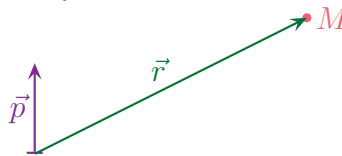
DÉF

L'*approximation dipolaire* consiste à se placer à des distances très grandes devant les distances caractéristiques du dipôle.

Dans l'approximation dipolaire, le potentiel créé par un dipôle électrique s'écrit

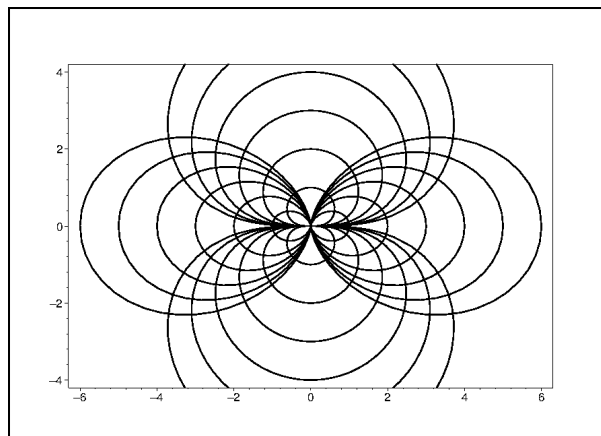
$$V_{\text{dip}}(M) = \frac{\vec{p} \cdot \vec{r}}{4 \pi \epsilon_0 r^3} \quad \text{avec} \quad V_{\text{dip}}(M) \sim \frac{1}{r^2}$$

LOI



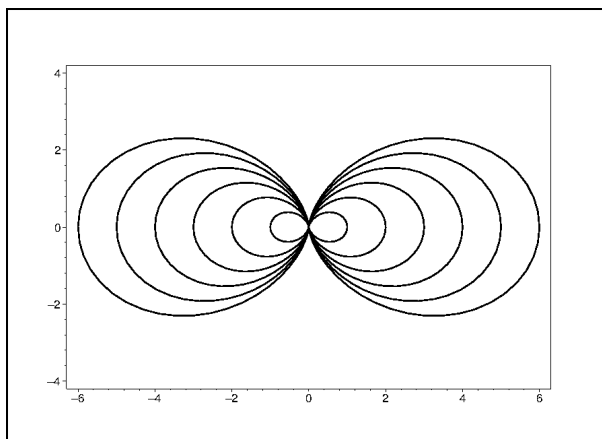
Dans l'approximation dipolaire, les lignes de champ électrique et les isopotentielles créées par un dipôle ressemblent à

LOI



LOI Dans l'approximation dipolaire, les lignes de champ électrique et magnétique sont identiques.

Dans l'approximation dipolaire, les lignes de champ magnétique créées par un dipôle magnétique ressemblent à



LOI

LOI Les dipôles ont tendance à s'orienter dans le sens des lignes de champ.

LOI Quand un dipôle est orienté dans le sens du champ, il a tendance à aller vers les zones de champ intense.

LOI L'énergie contenue dans un dipôle rigide s'écrit

$$\mathcal{E}_{\text{dip}} = -\vec{p} \cdot \vec{E} \quad \text{ou} \quad \mathcal{E}_{\text{dip}} = -\vec{\mathcal{M}} \cdot \vec{B}$$

LOI Le moment subi par un dipôle rigide s'écrit

$$\vec{\Gamma} = \vec{p} \wedge \vec{E} \quad \text{ou} \quad \vec{\Gamma} = \vec{\mathcal{M}} \wedge \vec{B}$$

LOI La force subie par un dipôle rigide s'écrit

$$\vec{f} = \overrightarrow{\text{grad}}_{\vec{p}=\text{cst}} (\vec{p} \cdot \vec{E}) \quad \text{ou} \quad \vec{f} = \overrightarrow{\text{grad}}_{\vec{\mathcal{M}}=\text{cst}} (\vec{\mathcal{M}} \cdot \vec{B})$$

LOI Une boucle de courant subit des actions telles que le flux du champ magnétique tende à augmenter.

LOI Dans tout ce qui suit, la longueur des ondes engendrée par un dipôle sera très grande devant la longueur caractéristique du dipôle.

$$\lambda \gg a$$

Pour un dipôle engendrant des ondes de grande longueur d'onde devant sa propre taille, nous appellerons

- *zone quantique*, l'échelle d'observation telle que $r \lesssim a$;
- *zone statique*, l'échelle d'observation telle que $a \ll r \ll \lambda$;
- *zone de rayonnement*, l'échelle d'observation telle que $r \gtrsim \lambda$.

DÉF



L'onde rayonnée par un dipôle a la même structure locale qu'une onde plane :

- les champs \vec{E} et \vec{B} sont transverses ;
- en chaque point $(\vec{u}_r, \vec{E}, \vec{B})$ est un trièdre normal et direct.

LOI

Un atome qui se déforme engendre un champ (\vec{E}, \vec{B}) qui rayonne de l'énergie.

LOI

La stabilité de l'atome et la perte énergétique par rayonnement peuvent se traduire par l'existence de deux forces

$$f_{\text{rappel}} = -m \omega_0^2 \vec{r} \quad \text{et} \quad f_{\text{perte}} = -\frac{m}{\tau} \vec{v}$$

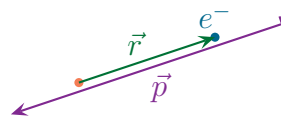
LOI

Ce modèle est appelé *modèle de l'électron élastiquement lié*.

Dans le cadre du modèle de l'électron élastiquement lié, le moment dipolaire s'écrit

LOI

$$\vec{p}(t) = -e \vec{r}(t)$$



Dans le cadre du modèle de l'électron élastiquement lié, l'électron est considéré comme non relativiste. Cela se traduit par

LOI

$$v \ll c$$

Dans le cadre du modèle de l'électron élastiquement lié et non relativiste, le champ électrique est uniforme à l'échelle de l'atome.

LOI

Dans le cadre du modèle de l'électron élastiquement lié non relativiste, l'action du champ magnétique \vec{B} est négligeable devant l'action du champ électrique \vec{E} .

LOI

DÉF La *diffusion de RAYLEIGH* est la diffusion lié au rayonnement dipolaire des molécules excitées par une onde incidente.

LOI La puissance rayonnée par diffusion de RAYLEIGH est proportionnelle à $\frac{1}{\lambda^4}$.

LOI La diffusion RAYLEIGH permet de polariser partiellement la lumière.

III – Exemples

DÉF Le *modèle de DRÜDE* est un modèle permettant de décrire l'évolution des électrons libres dans un conducteur.

LOI Pour un bon conducteur, la durée entre deux interactions électron – réseau cristallin est de l'ordre de
 $\tau \sim 10^{-14}$ s

LOI Dans un conducteur soumis à une onde électromagnétique, la charge volumique est nulle.