

6. Physique des ondes : Ondes électromagnétiques

6.1. Phénomènes de propagation non dispersifs : équation de d'Alembert

6.1.3. Bilan de Poynting de l'énergie électro-magnétique dans un milieu quelconque	
Densité volumique d'énergie électromagnétique et vecteur de Poynting. Équation locale de Poynting.	Identifier les différents termes de l'équation locale de Poynting. Interpréter la puissance rayonnée à travers une surface à l'aide du vecteur de poynting.
6.1.4. Ondes électromagnétiques dans le vide	
Propagation des vecteurs champs électrique et magnétique dans une région sans charge ni courant.	Citer les domaines du spectre des ondes électromagnétiques et leur associer des applications. Établir les équations de propagation.
Structure d'une onde plane progressive harmonique.	Utiliser la notation complexe. Etablir la relation entre le vecteur champ électrique, le vecteur champ magnétique et le vecteur d'onde. Associer la direction du vecteur de Poynting et la direction de propagation de l'onde. Associer le flux du vecteur de Poynting à un flux de photons en utilisant la relation d'Einstein-Planck. Citer quelques ordres de grandeur de flux énergétiques surfaciques moyens (laser hélium-néon, flux solaire) Utiliser le principe de superposition d'ondes planes progressives harmoniques.
Polarisation rectiligne.	Identifier l'expression d'une onde électromagnétique plane progressive polarisée rectilignement. Utiliser des polariseurs et étudier quantitativement la loi de Malus.
6.3. Interfaces entre deux milieux	
6.3.2. Cas des ondes électromagnétiques	
Relations de passage du champ électromagnétique en présence d'une distribution surfacique de charge ou de courant.	Interpréter le vecteur densité de courant surfacique comme un modèle pour décrire un déplacement de charges à travers un domaine d'épaisseur faible devant l'échelle de description. Utiliser les relations de passage fournies.
Réflexion d'une onde électromagnétique polarisée rectilignement sur un conducteur parfait, en incidence normale. Pression de radiation	Exploiter la continuité de la composante tangentielle du champ électrique pour justifier l'existence d'une onde réfléchie et calculer celle-ci. Etablir l'expression du champ électromagnétique de l'onde réfléchie et du vecteur densité de courant surfacique. Calculer le coefficient de réflexion en puissance. Déterminer l'expression de la pression de radiation à l'aide de l'expression fournie de la force de Laplace

I. Bilan de Poynting d'énergie électromagnétique :

1. Les différentes formes de l'énergie électromagnétique :

L'énergie électromagnétique est transportée par les ondes électromagnétiques. On définit la puissance due au rayonnement par $\mathcal{P} = \Phi(\vec{\Pi}) = \iint_{surface} \vec{\Pi} \cdot d\vec{S}$ où $\vec{\Pi}$ est le vecteur densité de puissance surfacique et s'exprime en $W.m^2$.

En présence d'un champ électromagnétique il existe une densité volumique d'énergie e qui s'exprime en $J.m^{-3}$ telle que $e = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{2} E^2 + \frac{1}{2\mu_0 \mu_r} B^2$.

Un champ électromagnétique peut céder de la puissance à des charges. La puissance volumique, en $W.m^{-3}$, cédée par le champ aux charges s'écrit $\frac{dP}{d\tau} = \vec{j} \cdot \vec{E}$ où \vec{j} est la densité de courant électrique en $A.m^{-2}$.

2. Equation locale de Poynting

a. Bilan d'énergie électromagnétique

On obtient l'équation locale de Poynting :

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \text{div} \vec{\Pi} + \vec{j} \cdot \vec{E} = 0$$

Equation analogue avec une équation de conservation, sauf qu'apparaît un terme supplémentaire car le champ électromagnétique peut perdre de l'énergie en la cédant aux charges (effet Joule)

b. Expression de $\vec{\Pi}$

L'idée consiste à partir des équations de Maxwell pour « fabriquer » une expression analogue à l'équation locale de Poynting. (Démonstration non exigible !)

$$\text{MA} : \overrightarrow{\text{rot}} \vec{B} = \mu_0 \vec{j} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

$$\text{On isole } \vec{j} = \frac{1}{\mu_0} \overrightarrow{\text{rot}} \vec{B} - \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

$$\text{On détermine } \vec{j} \cdot \vec{E} = \frac{1}{\mu_0} \vec{E} \cdot \overrightarrow{\text{rot}} \vec{B} - \epsilon_0 \vec{E} \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (1)$$

On utilise une relation d'analyse vectorielle $\text{div}(\vec{E} \wedge \vec{B}) = \vec{B} \cdot \overrightarrow{\text{rot}} \vec{E} - \vec{E} \cdot \overrightarrow{\text{rot}} \vec{B}$ d'où $\vec{E} \cdot \overrightarrow{\text{rot}} \vec{B} = \vec{B} \cdot \overrightarrow{\text{rot}} \vec{E} - \text{div}(\vec{E} \wedge \vec{B})$

On remplace dans (1)

$$\vec{j} \cdot \vec{E} = \frac{1}{\mu_0} \vec{B} \cdot \overrightarrow{\text{rot}} \vec{E} - \frac{1}{\mu_0} \text{div}(\vec{E} \wedge \vec{B}) - \frac{\epsilon_0}{2} \frac{\partial \vec{E}^2}{\partial t}$$

On utilise MF : $\overrightarrow{\text{rot}} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$ qu'on substitue dans l'équation précédente

$$\vec{j} \cdot \vec{E} = -\frac{1}{\mu_0} \vec{B} \cdot \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} - \frac{1}{\mu_0} \text{div}(\vec{E} \wedge \vec{B}) - \frac{\epsilon_0}{2} \frac{\partial \vec{E}^2}{\partial t}$$

$$\vec{j} \cdot \vec{E} = -\frac{1}{2\mu_0} \frac{\partial \vec{B}^2}{\partial t} - \frac{1}{\mu_0} \operatorname{div}(\vec{E} \wedge \vec{B}) - \frac{\epsilon_0}{2} \frac{\partial \vec{E}^2}{\partial t}$$

Soit à partir de l'expression de $e = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{2} E^2 + \frac{1}{2\mu_0 \mu_r} B^2$ avec $\epsilon_r = 1$ et $\mu_r = 1$ dans le vide :

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \operatorname{div}\left(\frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{\mu_0}\right) + \vec{j} \cdot \vec{E} = 0 \text{ et en identifiant à l'équation locale de Poynting}$$

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{\Pi} + \vec{j} \cdot \vec{E} = 0$$

On en déduit l'expression de $\vec{\Pi} = \frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{\mu_0}$.

$\vec{\Pi}$ est le vecteur densité de puissance électromagnétique, il s'exprime en $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$, on l'appelle le **vecteur de Poynting**.

II. Les ondes électromagnétiques dans le vide :

1. Spectre des ondes électromagnétiques

Rayons γ : produits par retour à l'état fondamental des noyaux atomiques excités.

Rayons X : produits par retour à l'état fondamental des électrons profonds (1s, 2s, 2p...) des atomes

Rayons UV et visibles : produits par le retour à l'état fondamental des électrons périphériques des atomes.
Violet, indigo, bleu, vert, jaune, orange, rouge

Rayons infrarouges : produit par les vibrations et rotation des molécules

Ondes radio : issues des rotations moléculaires et des transitions de plus faible énergie et par les oscillations des circuits électriques.

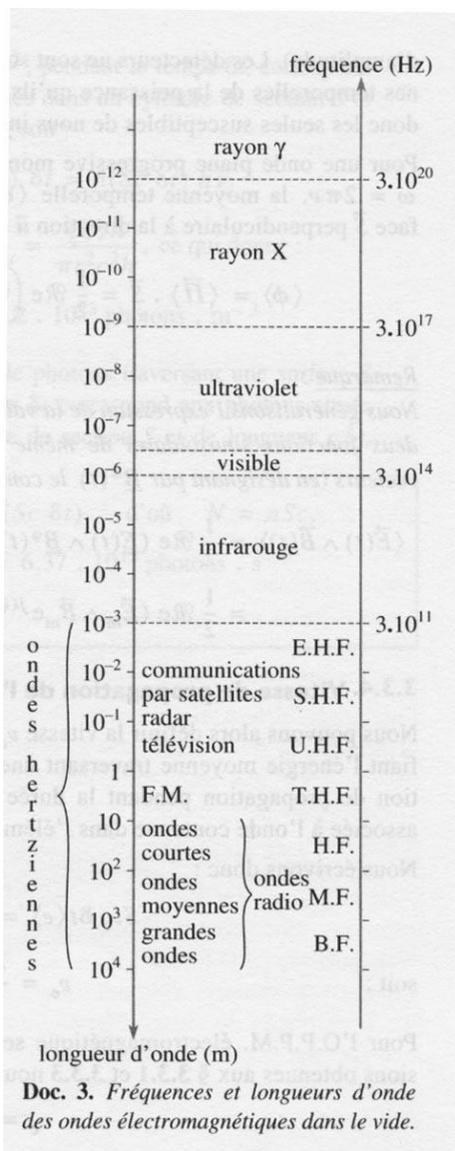
Four à microondes : 2 450 MHz

TV : entre 30 et 3 000 MHz (TNT : 470 à 860 MHz)

Téléphonie mobile : Europe 900 MHz et 1 800 MHz
USA : 1 900 MHz

Radio : FM 100 MHz

Grandes ondes 150 kHz- 281 kHz



2. Equations de propagation du champ électromagnétique dans le vide

Lorsque l'on se place à grande distance d'une source, une onde peut souvent être assimilée à une onde plane.

On se place ici dans le vide : $\rho = 0$; $\vec{j} = \vec{0}$.

Les quatre équations de Maxwell s'écrivent alors :

$$\text{MG : } \text{div}\vec{E} = 0 \text{ ; MT } \text{div}\vec{B} = 0 \text{ ; MF } \overrightarrow{\text{rot}}\vec{E} = -\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} \text{ ; MA } \overrightarrow{\text{rot}}\vec{B} = \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial\vec{E}}{\partial t}$$

On utilise la formule d'analyse vectorielle (toujours donnée):

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

Appliquée à \vec{E} :

$$\overrightarrow{\text{rot}}(\overrightarrow{\text{rot}}\vec{E}) = \overrightarrow{\text{grad}}(\text{div}\vec{E}) - \Delta\vec{E}$$

MF + MG

$$\overrightarrow{\text{rot}}\left(-\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}\right) = \overrightarrow{\text{grad}}(0) - \Delta\vec{E}$$

Critère de Schwartz

$$\left(-\frac{\partial\overrightarrow{\text{rot}}\vec{B}}{\partial t}\right) = -\Delta\vec{E}$$

MA

$$\left(-\frac{\partial}{\partial t}\left(\mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial\vec{E}}{\partial t}\right)\right) = -\Delta\vec{E}$$

équation de propagation du champ électrique (équation de D'Alembert)

$$\Delta\vec{E} - \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2} = \vec{0}$$

Le même raisonnement appliqué à \vec{B} permet d'obtenir l'équation de propagation du champ magnétique (équation de D'Alembert)

$$\Delta\vec{B} - \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2\vec{B}}{\partial t^2} = \vec{0}$$

Les champs obéissent donc à une équation de d'Alembert ; ils se propagent à la célérité :

$$c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}$$

$$c = 299792458 \text{ m.s}^{-1}.$$

L'équation de d'Alembert étant linéaire, les champs obéissent au principe de superposition.

3. Ecriture d'une OPPH EM

$$\vec{E}(M, t) = \begin{pmatrix} E_x(M, t) \\ E_y(M, t) \\ E_z(M, t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_x(x, y, z, t) \\ E_y(x, y, z, t) \\ E_z(x, y, z, t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_{ox} \cos(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r} + \phi_x) \\ E_{oy} \cos(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r} + \phi_y) \\ E_{oz} \cos(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r} + \phi_z) \end{pmatrix}$$

on en déduit l'expression complexe du champ :

$$\underline{\vec{E}}(M, t) = \begin{pmatrix} \underline{E_x}(M, t) \\ \underline{E_y}(M, t) \\ \underline{E_z}(M, t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \underline{E_x}(x, y, z, t) \\ \underline{E_y}(x, y, z, t) \\ \underline{E_z}(x, y, z, t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_{ox} e^{j\phi_x} e^{j(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})} \\ E_{oy} e^{j\phi_y} e^{j(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})} \\ E_{oz} e^{j\phi_z} e^{j(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \underline{E_{ox}} \\ \underline{E_{oy}} \\ \underline{E_{oz}} \end{pmatrix} e^{j(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})}$$

$$\underline{\vec{E}}(M, t) = \underline{\vec{E}_o} e^{j(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})}$$

De même pour le champ magnétique :

En réel :

$$\vec{B}(M, t) = \begin{pmatrix} B_{ox} \cos(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r} + \phi'_x) \\ B_{oy} \cos(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r} + \phi'_y) \\ B_{oz} \cos(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r} + \phi'_z) \end{pmatrix}$$

En Complexe : $\underline{\vec{B}}(M, t) = \underline{\vec{B}_o} e^{j(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})}$ avec $\underline{\vec{B}_o} = \begin{pmatrix} B_{ox} e^{j\phi'_x} \\ B_{oy} e^{j\phi'_y} \\ B_{oz} e^{j\phi'_z} \end{pmatrix}$

4. Structure de l'OPPH EM

Ce champ étant une OPPH écrit sous la forme $\underline{\vec{E}}(M, t) = \underline{\vec{E}_o} e^{j(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})}$ on peut utiliser la dérivation formelle :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} &\leftrightarrow j\omega \\ \vec{\nabla} &\leftrightarrow -j\vec{k} \\ \Delta &= \vec{\nabla}^2 \leftrightarrow (-j\vec{k})^2 \end{aligned}$$

Les équations de Maxwell étant linéaires, elles peuvent être écrites en complexes.

L'équation de Maxwell-Gauss s'écrit en complexes :

$$\text{div}(\underline{\vec{E}}) = \vec{\nabla} \cdot \underline{\vec{E}} = -j\vec{k} \cdot \underline{\vec{E}} = 0$$

\vec{k} est perpendiculaire à $\underline{\vec{E}}$

L'équation de Maxwell-Thomson donne la même relation pour le champ $\underline{\vec{B}}$.

\vec{k} est perpendiculaire à $\underline{\vec{B}}$

Les champs $\underline{\vec{E}}$ et $\underline{\vec{B}}$ sont perpendiculaires à la direction de propagation ; l'onde est **transverse**.

L'équation de Maxwell-Faraday donne :

$$\text{rot}(\vec{E}) = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

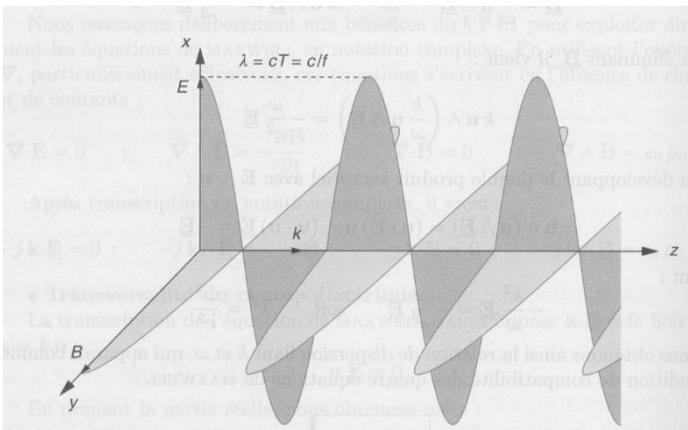
$$\vec{B} = \frac{\vec{k}}{\omega} \wedge \vec{E}$$

$(\vec{k}, \vec{E}, \vec{B})$ forment un trièdre direct
 \vec{E} et \vec{B} sont en phase

\vec{k} est colinéaire à la direction de propagation de l'onde,
 \vec{E} est colinéaire à la direction de polarisation de l'onde

Les normes de \vec{E} et \vec{B} vérifient :

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

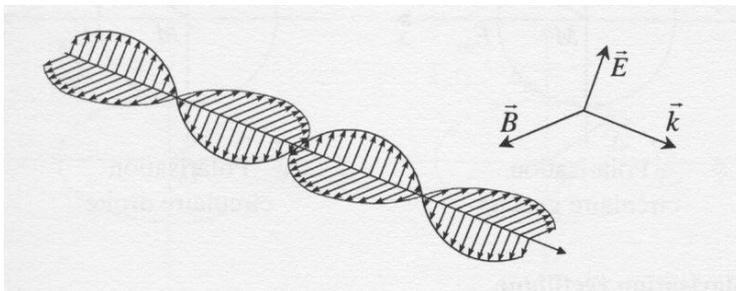


Onde électromagnétique plane progressive : \vec{E} et \vec{B} sont en phase, la direction de propagation est la direction de \vec{k} , la direction de \vec{E} est la direction de polarisation.

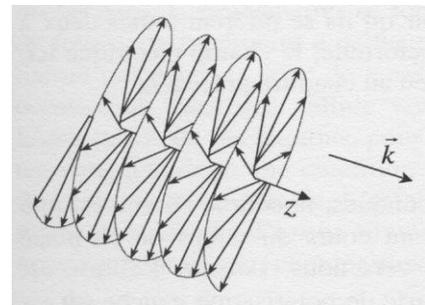
Animations : ondes électromagnétiques : OEMPPH

Animation_em1 ; Linear, Circular and Elliptical Polarization Animation in a Single Shot

Polarisation d'une onde électromagnétique : direction de E



polarisation rectiligne



polarisation elliptique

5. Relation de dispersion :

La relation de D'Alembert étant une équation différentielle linéaire, elle reste valable si le champ électrique est exprimé en complexe :

$$\Delta \vec{E}(M, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}(M, t)}{\partial t^2} = \vec{0}$$

Hypothèse : E est une OPPH en coordonnées cartésiennes :

$$\text{Donc } \Delta \vec{E}(M, t) \leftrightarrow (-j\vec{k})^2 \vec{E} \quad \text{et} \quad \frac{\partial^2 \vec{E}(M, t)}{\partial t^2} \leftrightarrow (j\omega)^2 \vec{E}$$

que l'on remplace dans l'équation de D'Alembert :

$$-k^2 \vec{E}(M, t) - \frac{1}{c^2} (-\omega^2) \vec{E}(M, t) = \vec{0}$$

et on retrouve la relation de dispersion caractéristique d'un milieu non-dispersif :

$$k^2 = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2$$

6. Expressions des champs :

Donner l'expression du champ électromagnétique qui se propage sinusoidalement dans le vide dans la direction x et le sens x croissant et est polarisé rectilignement dans la direction y.

Montrer que le vecteur de Poynting s'écrit :

$$\vec{\pi} = \frac{E_0^2}{\mu_0 c} \cdot \cos^2(\omega t - kx) \vec{u}_x = \epsilon_0 c E^2 \vec{u}_x = \frac{1}{\mu_0} c B^2 \vec{u}_x$$

On remarque que le vecteur de Poynting est dirigé dans la direction et le sens de propagation.

La valeur de la puissance électromagnétique surfacique est $\Pi = \langle \|\vec{\Pi}\| \rangle = \frac{E_0^2}{2\mu_0 c}$

Ordres de grandeur de puissance surfacique moyenne :

Laser Hélium Néon du laboratoire : $\lambda = 632 \text{ nm}$ (rouge), puissance 2 mW, diamètre du faisceau 0,75 mm.

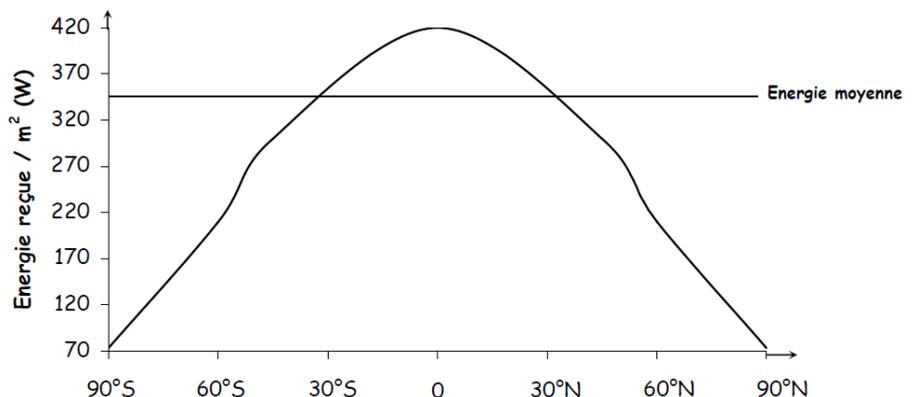
Déterminer la valeur du champ électrique.

Déterminer le nombre de photon reçus par unité de temps par la surface éclairée.

Rappel : l'énergie d'un photon est donnée par la relation d'Einstein-Planck : $E = h\nu$ où $h = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ J.s}$ est la constante de Planck et ν la fréquence de l'onde électromagnétique.

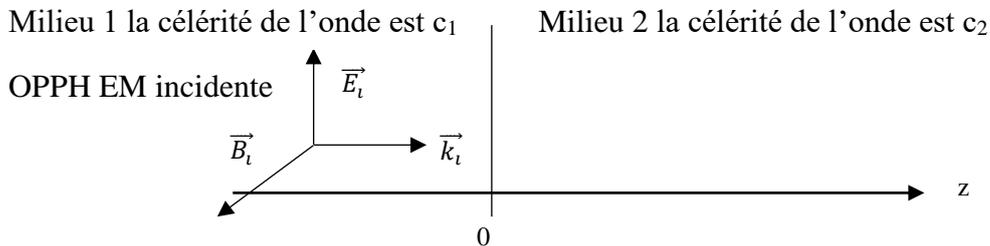
Flux solaire annuel moyen en fonction de la latitude terrestre :
 350 W.m^{-2}

Vous devez avoir un regard critique sur le nom donné à l'ordonnée de cette courbe. Déterminer la valeur du champ électrique moyen.



III. Les ondes électromagnétiques planes progressives harmoniques à l'interface de deux milieux :

1. Relations de passage à l'interface de deux milieux :



a) Pour le champ électrique :

A vous de jouer !

Montrer que pour un plan infini, d'équation $z = 0$, uniformément chargé en surface par une densité surfacique de charge σ :

$$\vec{E}(z = 0^+) - \vec{E}(z = 0^-) = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \vec{u}_z$$

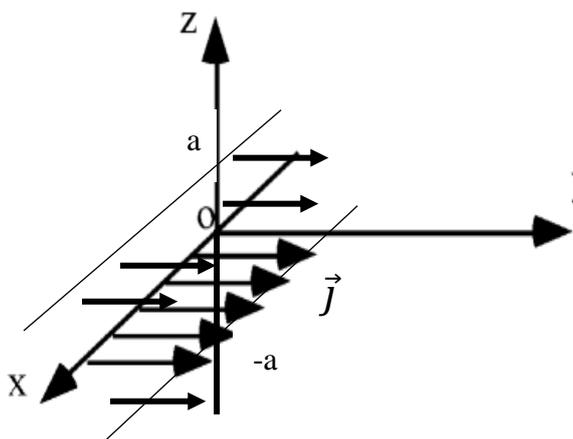
On admet que cette relation établie dans le cadre de l'électrostatique reste valable en régime dépendant du temps, et notamment à l'interface de deux milieux sur laquelle arrive une OPPH EM.

Justifier que la composante du champ électrique normale à l'interface est discontinue, alors que les composantes tangentielles du champ électrique sont continues à l'interface.

Application : Le milieu 2 est en métal parfait dans lequel $\vec{E}_2 = \vec{0}$ en tout point. En déduire l'expression de $\vec{E}_1(z = 0, t) = -\frac{\sigma}{\epsilon_0} \vec{u}_z$.

Que devient cette expression s'il n'y a pas de charges sur l'interface ? En déduire qualitativement la nature de l'onde dans le milieu 1.

b) Pour le champ magnétique :



A vous de jouer !

On considère une nappe de courant, comprise entre $z = -a$ et $z = a$ de densité de courant électrique $\vec{j} = j\vec{u}_x$ où j est uniforme et constant.

Déterminer le champ magnétique \vec{B} créé par cette distribution en tout point de l'espace. Représenter la fonction $B(z)$.

En déduire

$$\vec{B}(z = a) - \vec{B}(z = -a) = \mu_0 2a \vec{j} \wedge \vec{u}_z$$

On pose $\vec{j}_S = \lim_{a \rightarrow 0} 2a\vec{j}$ est la densité surfacique de courant en $A.m^{-1}$. En déduire que :

$$\vec{B}(z = 0^+) - \vec{B}(z = 0^-) = \mu_0 \vec{j}_S \wedge \vec{u}_z$$

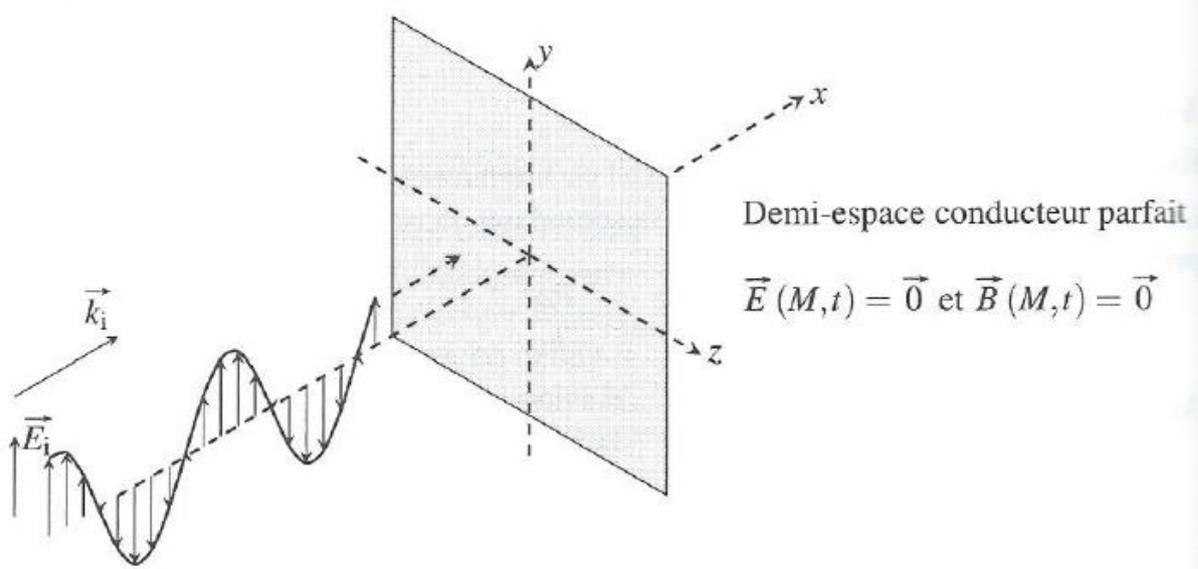
On admet que cette relation établie dans le cadre de la magnétostatique reste valable en régime dépendant du temps, et notamment à l'interface de deux milieux sur laquelle arrive une OPPH EM.

Justifier que la composante du champ magnétique normale à l'interface est continue, alors que les composantes tangentielles du champ électrique sont discontinues à l'interface.

Application : Le milieu 2 est en métal parfait dans lequel $\vec{B}_2 = \vec{0}$ en tout point. En déduire l'expression de $\vec{B}_1(z = 0, t)$.

2. Réflexion d'une onde électromagnétique sur un métal parfait :

A vous de jouer !



On considère l'onde électromagnétique plane se propageant dans le vide dont on a représenté le champ électrique ci-dessus. En $x = 0$, cette onde arrive sur un métal conducteur parfait. On cherche à déterminer l'onde électromagnétique résultant de la réflexion sur ce métal parfait.

1. Champ électrique

Le champ électrique est-il tangent ou normal à la surface du conducteur ?

Donner l'expression complexe du champ électrique incident : $\underline{\vec{E}}_i(x, t)$. On appelle E_0 son amplitude.

Rappeler la relation de passage pour le champ électrique à l'interface de deux milieux. L'appliquer au cas présent en $x = 0$. En déduire que la densité surfacique de charge est nulle sur le plan.

En déduire l'expression du champ électrique réfléchi $\underline{\vec{E}}_r(x, t)$.

Montrer que le champ électrique forme un système d'onde stationnaire dans le vide et déterminer la position des nœuds. Représenter cette onde. A-t-on un nœud ou un ventre en $x = 0$?

2. Champ magnétique

Déduire de l'expression du champ électrique incident $\vec{E}_i(x, t)$ l'expression du champ magnétique incident $\vec{B}_i(x, t)$ en fonction de E_0 , c , x et t .

Déduire de l'expression du champ électrique réfléchi $\vec{E}_r(x, t)$ l'expression du champ magnétique réfléchi $\vec{B}_r(x, t)$ en fonction de E_0 , c , x et t .

Montrer que le champ magnétique forme un système d'onde stationnaire dans le vide et déterminer la position des nœuds. Représenter cette onde. A-t-on un nœud ou un ventre en $x = 0$?

Montrer que les nœuds du champ électrique sont les ventres du champ magnétique et réciproquement.

En appliquant la relation de passage au champ magnétique, montrer l'existence de courants à la surface du conducteur dont l'expression est $\vec{j}_s = \frac{2E_0}{c\mu_0} \cos(\omega t) \vec{u}_y$. Quelle est l'unité de j_s ?

3. Etude énergétique de l'onde stationnaire

Rappeler la définition du vecteur de Poynting de l'onde électromagnétique. Quelles sont ses unités ?

Le vecteur de Poynting de l'onde est-il une grandeur linéaire ou quadratique ?

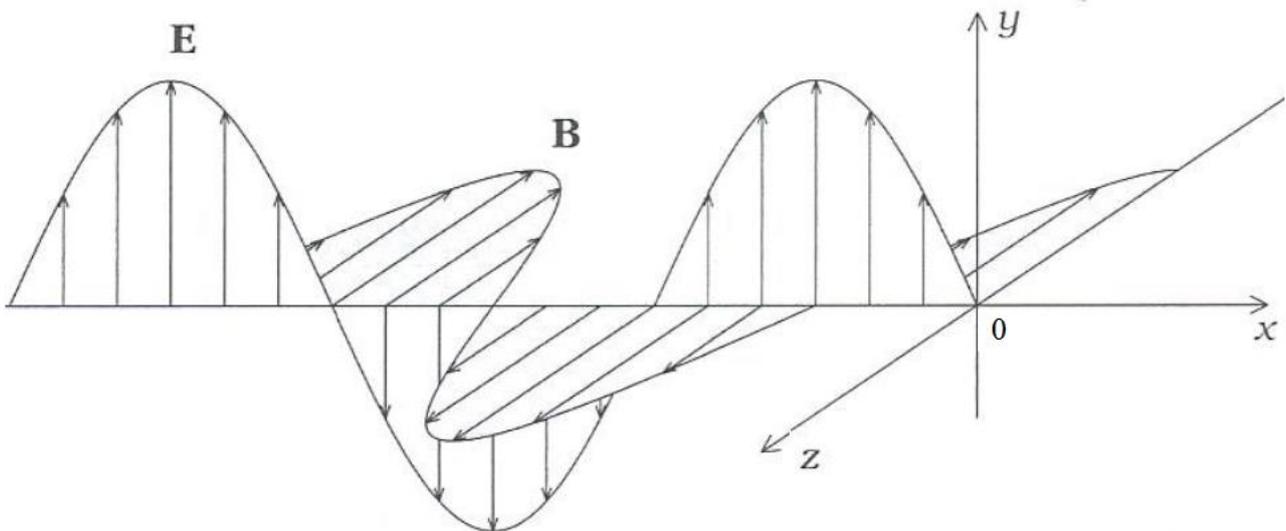
Justifier que pour calculer sa grandeur instantanée il faut exprimer les valeurs réelles des champs électrique et magnétique.

Calculer $\vec{\Pi}_i(x, t)$ le vecteur de Poynting de l'onde incidente, $\vec{\Pi}_r(x, t)$ le vecteur de Poynting de l'onde réfléchie. Définir et calculer le coefficient de réflexion en puissance en $x = 0$.

Montrer que le vecteur de Poynting de l'onde stationnaire est : $\vec{\Pi} = \frac{E_0^2}{c\mu_0} \sin(2\omega t) \sin(2kx) \vec{u}_x$.

En déduire que $\langle \vec{\Pi} \rangle = \vec{0}$.

Que vaut le vecteur de Poynting aux nœuds du champ électrique ? du champ magnétique ?



Structure de l'onde électromagnétique stationnaire

4. Pression de radiation :

Vidéo radiomètre de Crookes

Interprétation par la force de Laplace :

La force de Laplace élémentaire subie par un conducteur de surface élémentaire dS parcouru par un courant surfacique \vec{j}_s ($A.m^{-1}$) plongé dans un champ magnétique \vec{B} s'écrit

$$d\vec{F} = \frac{1}{2} \vec{j}_s dS \wedge \vec{B}$$

En déduire l'expression de la pression de radiation exercée sur le conducteur.

Interprétation cinétique :

Lorsque le radiomètre est éclairé, les surfaces noires absorbent le rayonnement et s'échauffent plus que les surfaces métalliques qui réfléchissent la lumière. Les molécules du gaz à l'intérieur du radiomètre s'échauffent du côté noir et acquièrent donc une vitesse plus élevée, responsable de la pression cinétique. La pression sur la face noire est plus forte que la pression sur la face métallique.

- si le radiomètre est en phase de réchauffement, les faces noires poussent car elles se réchauffent plus vite que les faces brillantes,
- si on est en phase de refroidissement, les faces noires qui absorbent plus vont aussi se refroidir plus vite (elles émettent plus), donc la vitesse des molécules sera plus faible au voisinage de ces faces et la pression plus faible que du côté réfléchissant. Les pales tournent dans l'autre sens, les faces brillantes « poussent ».

Expression de la pression exercée par les photons sur le conducteur :

Lors d'un choc élastique entre un photon d'énergie \mathcal{E} , de quantité de mouvement $\vec{p} = \frac{\mathcal{E}}{c} \vec{u}$ et la paroi de normale \vec{u} , la variation de quantité de mouvement du photon s'écrit $\Delta\vec{p} = -2 \frac{\mathcal{E}}{c} \vec{u}$.

La force exercée par sur la paroi est $\vec{F} = N \cdot 2 \frac{\mathcal{E}}{c} \vec{u}$ où N est le nombre de photons arrivant sur la paroi de surface S par unité de temps.

Or la puissance moyenne d'une onde plane de monochromatique s'écrit $\mathcal{P} = \frac{E_0^2}{2\mu_0 c} S = N \mathcal{E}$

D'où $\vec{F} = N \cdot 2 \frac{\mathcal{E}}{c} \vec{u} = \frac{E_0^2}{\mu_0 c^2} S \vec{u} = P_{radiation} S \vec{u}$

On retrouve bien la même expression de la pression de radiation que dans le modèle précédent.

$$P_{radiation} = \frac{E_0^2}{\mu_0 c^2}$$