LP29 - Ondes électromagnétiques dans les milieux conducteurs

Maria Ubero Gonzalez

Janvier 2019

Pré-requis

- Ondes électromagnétiques dans le vide

Introduction

Dans cette leçon nous allons nous intéresser à l'étude d'un conducteur soumis à un champ électromagnétique variable dans le temps. Les applications des métaux en régime variable sont très importantes, elles vont de l'utilisation des guides d'ondes électromagnétiques dont les parois sont métalliques à l'étude des fours à micro-ondes. Que valent les champ à l'intérieur d'un conducteur attaqué par une onde ? Comment choisir les parois d'un four à micro-ondes pour éviter toute transmission dans la cuisine ? Quels sont les rôles joués par la qualité du conducteur d'une part et la fréquence du champ électromagnétique d'autre part ? Peut-on faire augmenter la conductivité d'un matériau ? Voilà autant de questions auxquelles il sera crucial d'apporter des réponses précises.

Dans un premier temps nous allons modèliser et expliquer ce qu'est un materiau conducteur et nous mettrons en évidence l'existence d'une variété de comportements du conducteur en fonction de la pulsation w du champ.

Dans un deuxième temps nous décrirons le comportement d'une onde électromagnétique dans un conducteur pour le domaine de basse fréquences

Enfin nous décrirons le comportement en hautes fréquences tout en faiçant une similitude avec le plasma.

1 Modélisation

Un matériau conducteur contient des charges libres, c'est à dire des électrons non liés à un atome particulier, susceptibles de se déplacer sous l'action d'un champ électromagnétique appliqué au matériau. C'est le cas :

- des métaux, où les charges de conduction sont des électrons
- des solutions ioniques, où la conduction électrique est liée aux déplacements d'ensemble d'ions.

1.1 Modèle de Drude

Limites du modèle

Pour décrire le comportement électrique d'un conducteur métallique fixe dans un référentiel d'étude, nous adopterons **le modèle de Drude** qui pose les hypothèses suivantes :

- Les électrons de conduction, dont la densité volumique est notée n, n'ont aucune intéraction entre eux et peuvent être traités comme des particules indépendantes.
- Les électrons n'intéragissent pas avec les ions du réseau, sauf au niveau des collisions.
- Les ions du réseau cristallin sont supposés fixes.

Un électron libre est soumis à la force qu'exerce le champ électromagnétique et à une force de frottement visqueux qui traduit globallement le processus de collisions entre les charges libres et les divers obstacles qu'elles rencontrent dans le milieu conducteur. (imperfections du réseau cristallin, ions fixes du réseau). Tout se passe comme si chaque électron était soumis à une force due à l'effet du champ électomagnétique plus une force de frottement visqueux :

$$m\frac{d\vec{v}}{dt} = q(\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B}) - m\frac{\vec{v}}{\tau} \tag{1}$$

où m est la masse de l'électron, τ un temps caractéristique du conducteur et $\vec{v}$ la vitesse du mouvement d'ensemble généré par l'existence du champ électromagnétique.

La force sur les électrons due au champ magnétique d'une onde plane progressive monochromatique est négligéable devant celle due au champ électrique du à l'hypothèse des des électrons non relativistes :

$$|\vec{F}_m| \sim eVB \quad \text{or} \quad |\vec{B}| \sim \frac{kE}{w} \tag{2}$$

$$\frac{|\vec{F}_m|}{|\vec{F}_e|} \sim \frac{V}{c} \ll 1 \tag{3}$$

En plus, le champ électrique apparaît comme uniforme à l'échelle du déplacement des électrons :

$$\frac{A}{\lambda} \sim \frac{V}{w\lambda} \sim \frac{kV}{w} \sim \frac{V}{c} \ll 1 \tag{4}$$

Le terme kz peut être considéré comme constant et inclus dans la phase de $\underline{\vec{E}_0}$. L'équation du mouvement du fluide de charges de conduction devient alors :

$$m\frac{d\vec{v}}{dt} = q\vec{E} - m\frac{\vec{v}}{\tau} \quad \text{or} \quad \rho = nm \tag{5}$$

Si le champ électrique est appliqué à l'instant $t = 0$ au milieu, l'évolution de la vitesse est donnée par :

$$\vec{v} = \frac{q\tau}{m}\vec{E}(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}) \tag{6}$$

La constante de temps τ apparaît donc comme le **temps de relaxation du milieu**.Ce temps de relaxation est de l'ordre de 10^{-14} s pour un bon conducteur comme le cuivre (on peut le calculer en sachant que la conductivioté du cuivre $\gamma_0 = 5,9x10^7 S.m^{-1}$, la densité électronique $n = 8,5x10^{28}$ électrones par m^3, la masse de l'électron $m_e = 9,1x10^{-31}kg$, on déduit $\tau \sim 2,5.10^{-14}$). En effet pour $t \gg \tau$, la vitesse peut être assimilée à sa limite :

$$\vec{v}_{lim} = \frac{q\tau}{m}\vec{E} \tag{7}$$

La densité de courant électrique correspondante est alors :

$$\vec{j} = nq\vec{v}_{lim} = \frac{nq^2\tau}{m}\vec{E} = \gamma_0\vec{E} \tag{8}$$

Où n est le nombre de particules de charge q par unité de volume et γ_0 la conductivité statique. Cette loi est la **loi d'Ohm locale** et elle n'est valable que pour $t \gg \tau = 10^{-14}$ s ou $f \ll 1THz$ environ. On voit alors que quand on applique un champ électromagnétique, le matériau repond avec une densité de courant électrique.

En régime variable, comme c'est le cas lorqu'une onde électromagnétique produit un mouvement oscillatoire forcé des charges mobiles, nous cherchons des solutions "ondes harmoniques" en utilisant la notation complexe :

$$\underline{\vec{v}} = \underline{\vec{v}}_0 exp(i(wt - \vec{k}\cdot\vec{r}) \tag{9}$$

On trouve alors:

$$(imw + \frac{m}{\tau})\underline{\vec{v}} = -e\underline{\vec{E}} \quad \rightarrow \quad \underline{\vec{v}} = \frac{-\frac{e\tau}{m}}{1+i\tau w}\underline{\vec{E}} \tag{10}$$

Le vecteur densité de courant $\underline{\vec{j}} = -ne\underline{\vec{v}}$ est égal à :

$$\underline{\vec{j}} = \frac{\frac{ne^2\tau}{m}}{1+i\tau w}\underline{\vec{E}} = \frac{\gamma_0}{1+i\tau w}\underline{\vec{E}} \tag{11}$$

Cette équation définit la conductivité complexe $\underline{\gamma}$:

$$\underline{\gamma} = \frac{\gamma_0}{1+i\tau w} \tag{12}$$

Remarques Etude asymptotique, régimes dissipatifs et non dissipatifs. Regarder pag 512 avec Kevin

- Limite basse fréquence $w \ll 1/\tau$. Dans cette limite, la conductivité électrique est réelle et vaut γ_0. La puissance moyenne reçue par un volume $d\tau$ de conducteur se calcule :

$$\langle dP\rangle = \langle\vec{j}\cdot\vec{E}\rangle d\tau = \frac{1}{2}\Re(\underline{\vec{j}}\cdot\underline{\vec{E}}^*)d\tau \quad \rightarrow \quad \left\langle\frac{dP}{d\tau}\right\rangle = \gamma_0\langle|\vec{E}|^2\rangle \tag{13}$$

  On en déduit que le conducteur ohmique reçoit de l'énergie de la part du champ électromagnétique. Cette énergie reçue est dissipée sous forme de chaleur dans le conducteur. On parle alors de puissance dissipée par effet Joule. On qualifie ce régime de dissipatif pour le conducteur.

- Limite haute fréquence $w \gg 1/\tau$. Dans ce cas :

$$\underline{\gamma}(w) = \frac{\gamma_0}{iw\tau} \tag{14}$$

Ici la conductivité électrique est un imaginaire pur. Il résulte de $j = exp(j\pi/2)$ que la source $\vec{E}$ et la réponse $\vec{j}$ sont en quadrature de phase. La conséquence au niveau énergétique montre que :

$$\left\langle \frac{dP}{d\tau} \right\rangle = \frac{1}{2}\Re(\underline{\vec{j}} \cdot \underline{\vec{E}}^*) = \frac{|\vec{E}|^2}{2}\Re(\underline{\gamma}) = 0 \quad \text{car} \quad \underline{\gamma} \in \text{Im} \tag{15}$$

Dans cette limite, aucune puissance n'est dissipée en moyenne dans le conducteur.

Nous avons défini un modèle qui caractérise le mouvement des électrons et qui nous a donné l'expression du vecteur densité de courant. Le cheminement naturel de cette démarche est d'appliquer les équations de Maxwell afin de trouver comment une onde électromagnétique se comporterait à l'intérieur de ce conducteur. Les équations de Maxwell étant de nature compliquée, nous allons chercher des hypoyhèses simplificatrices tout en tenant compte de leur domaine de validité.

1.2 Condition d'électroneutralité

Pour qu'un conducteur soumis à un champ harmonique de pulsation w présente un état de d'électroneutralité en chacun de ses points, il convient que le système soit à l'équilibre ce qui est le cas si :

$$w < w_{en} = \frac{1}{\tau} \sim 10^{14} rad \cdot s^{-1} \tag{16}$$

où $\tau \sim 10^{-14}$ dans les très bons conducteurs comme les métaux (Il sera plus long pour pour de moins bons conducteurs). Dans ce cas, la densité de charge $\rho(M, t) = 0$ en chaque point M du conducteur et à tout instant.

En revanche, pour les matériaux isolants, on constate que ce temps de relaxation n'est pas infini : tout corps même isolant possède des ions migrateurs parasites et une charge électrique, apportée localement, disparaît progressivement : plus le temps de disipation est long, meilleur est l'isolant : il peut attendre plusieurs années pour d'excellents isolants. Exemple d'isolants : le tissu, le verre, le carton

Cependant il faut noter que tout cela n'est valable que pour un conducteur homogène et à température uniforme. La surface d'un conducteur est une zone d'inhomogénéité forte et la conclusion ne s'applique pas : une charge volumique très concentrée peut exister au voisinage de la surface d'un conducteur, la zone où les charges ne sont pas compensées est appelée **zone de charge d'espace** est a une épaisseur de l'ordre des angstroms pour les métaux.

Nous allons faire une deuxième approximation toujours dans la même démarche de trouver des hypothèses simplificatrices.

1.3 Approximation des régimes quasi stationnaires

L'approximation des régimes quasi stationnaires (ARQS) est une approximation basse fréquence de l'électromagnétisme qui consiste à négliger le temps de propagation du champ électromagnétique à l'échelle du système. Définir le cadre de l'ARQS revient à déterminer la pulsation caractéristique

w_c en dessous de laquelle cette approximation est valable et au-dessus de laquelle les phénomènes de propagation doivent être pris en compte.

$$r\vec{o}t\vec{B} = \mu_0\vec{j}_c + \mu_0\epsilon_0\frac{\partial\vec{E}}{\partial t} \tag{17}$$

Nous cherchons une condition sur w telle que la densité columique de courant de conduction j_c soit plus grande que la densité volumique de courant de déplacement j_D :

$$\mu_0\vec{j}_c \gg \mu_0\epsilon_0\frac{\partial\vec{E}}{\partial t} \tag{18}$$

$$\underline{\gamma}(w)\vec{E} \gg \epsilon_0\left|\frac{\partial\vec{E}}{\partial t}\right| \quad \text{soit encore} \quad \frac{\gamma_0}{|1+iw\tau|} \gg |iw\epsilon_0| \quad \Longleftrightarrow \quad \frac{\gamma_0}{|1+iw\tau|} \gg \epsilon_0 w \tag{19}$$

Nous allons chercher une solution dans l'intervalle $[w_{en} = 1/\tau; +\infty[$. Ainsi, dans l'approximation à haute fréquence $w \gg w_{en}$:

$$\frac{\gamma_0}{w\tau} \gg \epsilon_0 w \quad \rightarrow \quad w \ll \sqrt{\frac{\gamma_0}{\epsilon_0\tau}} = w_p \tag{20}$$

On montre ainsi que la pulsation recherchée s'identifie à la pulsation plasma $w_p \sim 10^{16} rad.s^{-1}$.

Dans un conducteur soumis à un champ électromagnétique du pulsation w, l'approximation des régimes quasi stationnaires ne peut être formulée que si :

$$w \ll w_p \sim 10^{16} rad.s^{-1} \tag{21}$$

SYNTHESE DIAPO

2 Propriétés à basses fréquences

On restreint l'étude des conducteurs ohmiques au domaine des basses fréquences ($f << 10^{14}$)Hz pour lequel l'ARQS et l'hypothèse d'électroneutralité sont vérifiées. Dans ce cadre précis, les équations de Maxwell s'écrivent :

$$div\vec{E} \simeq 0 \tag{22}$$

$$div\vec{B} = 0 \tag{23}$$

$$r\vec{o}t\vec{E} = -\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} \tag{24}$$

$$r\vec{o}t\vec{B} \simeq \mu_0\vec{j}_c \tag{25}$$

où $\vec{j}_c \simeq \gamma_0\vec{E}$. Ce régime est aussi celui pour lequel le conducteur ohmique est dissipatif et caractérisé par sa conductivité électrique statique γ_0 indépendante de w.

2.1 Equation de diffusion

A partir des équations de Maxwell on obtient :

$$\vec{rot}(\vec{rot}\vec{E}) = -\vec{rot}\left(\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}\right) = -\frac{\partial(\vec{rot}\vec{B})}{\partial t} \quad \rightarrow \quad \vec{grad}(div\vec{E}) - \triangle\vec{E} = -\frac{\partial(\vec{rot}\vec{B})}{\partial t} \tag{26}$$

On obtient :

$$\triangle\vec{E} = \mu_0 \frac{\partial \vec{j}}{\partial t} \tag{27}$$

La loi d'Ohm locale permet d'aboutir à **l'équation de diffusion** :

$$\triangle\vec{E} = \mu_0\gamma_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \tag{28}$$

L'existence d'une dérivée première en temps, au lieu d'une dérivée seconde dans l'équation de d'Alembert est une conséquence directe de l'ARQS. Physiquement cela suggère que l'équation de diffusion est non invariante par l'opération $t \rightarrow -t$ donc l'évolution du champ $\vec{E}$ dans le métal est irréversible. On appele coéficient de disffusion $D = 1/(\mu_0\gamma_0)$. On aura un phénomène de dissipation énergétique.

On va voir que le fait de trouver une équation de diffusion va avoir des conséquances particulières sur la pénétration d'un champ électromagnétique dans le conducteur.

2.2 Effet de peau

On cherche une solution de l'équation précedente sous la forme d'une onde plane :

$$\triangle\underline{\vec{E}} = \mu_0\gamma_0 iw\underline{\vec{E}} \quad \rightarrow \quad \underline{k}^2 = -iw\mu_0\gamma_0 \tag{29}$$

Les deux solutions sont :

$$\underline{k} = \pm\frac{1-i}{\sqrt{2}}\sqrt{w\mu_0\gamma_0} = \pm\frac{1-i}{\delta} = k' + ik'' \tag{30}$$

Pour laquelle on a introduit la longueur δ appelée **épaisseur de peau**.

Ainsi, une propagation dans le sens des x croissants, correspond à la solution $k' > 0 \rightarrow \underline{k} = (1-i)/\delta$. Une telle onde prend la forme :

$$\underline{\vec{E}}(x,t) = \vec{E}_0 e^{i(wt-\underline{k}x)} = \vec{E}_0 e^{-x/\delta} e^{i(wt-x/\delta)} \tag{31}$$

L'amplitude du champ électrique s'attenue lors de sa propagation dans le conducteur. La distance caractéristique sur laquelle $\vec{E}$ pénètre dans le conducteur est précisément la grandeur $\delta(w)$.

L'effet de peau traduit l'aptitude d'un conducteur à s'opposer à la pénétration d'un champ électromagnétique variable en son sein.

Vitesse de phase et de groupe

L'effet est d'autant plus marqué que la profondeur de peau est faible, c'est-à-dire que le conducteur s'oppose efficacement à la pénétration du champ. L'expression de $\delta(w)$ montre que $\delta(w)$ est une fonction décroissante de w. Plus les champs varient rapidement dans le temps (freq plus grande) plus l'effet de peau est marqué. Il s'agit de la signature d'un **effet inductif**. Plus w est grand, plus le champ magnétique varie rapidement dans le temps. D'après la loi de Lenz, le milieu conducteur devient alors le siège d'une loi de modération visant à s'opposer à cette variation de flux. Il y a création, dans le conducteur, d'un courant électrique et d'un champ électrique induit se superposant au champ électrique incident et de sens opposé. Ce phénomène d'induction justifie l'attenuation du champ électrique dans le conducteur. Le phénomène d'induction était directement inscrit dans l'équation de M.F qui, dans l'ARQS est la seule équation de Maxwell rendant compte du couplage spatiotemporel du champ électromagnétique.

Influence de γ_0. L'effet de peau sera d'autant plus marqué que le mécanisme d'induction sera efficace. La réponse du conducteur aux variations de flux $\vec{B}$ sera d'autant plus efficace que que celui-ci présentera une bonne aptitude à developper des courants induits à partir du champ électrique induit.

- Cuivre dont la conductivité est $\gamma = 5,96x10^7 S.m^{-1}$ on calcule:
  - à $50Hz$ $\delta = 9,2mm$
  - à $1MHz$ $\delta = 65\mu m$
  - à $5GHz$ $\delta = 0,9\mu m$

Ainsi, pour des fréquances de l'ordre du GHz, une onde électromagnétique ne pénètre quasiment pas au sein d'un matériau métallique, très bon conducteur. A notre échelle, ceci est traité comme une échelle nulle.

Remarque Pour un fil de diamètre $d = 1mm$, on peur estimer s'ils sont sujets à l'effet de peau. Tel serait le cas si la profondeur de peau δ était faible devant le diamètre $d = 1mm$ du fil. Pour cela, estimons la fréquence pour laquelle $\delta = d$. Pour du cuivre :

$$\delta(f) = \sqrt{\frac{1}{\pi\mu_0\gamma_0 f}} = d \quad \rightarrow \quad f = \frac{1}{\pi\mu_0\gamma_0 d^2} \sim 4kHz \tag{32}$$

En électronique, l'effet de peau commence à se manifester concrètement pour des fréquences de l'ordre de $5kHz$. Cela justifie l'usage des câbles coaxiaux, dans lesquels les courants sont sur les surfaces metalliques.

On peut alors se poser la question du comportement du cas limite correspondant au conducteur parfait.

2.3 Modèle du conducteur parfait

Un conducteur est dit parfait dans la limite où la conductivité électrique statique γ_0 tend vers $+\infty$.

Dans la limite du conducteur parfait, l'épaisseur de peau tend vers 0 à toute fréquence ($w \ll 10^{14}$)

$$\delta(w) = \sqrt{\frac{2}{\mu_0\gamma_0 w}} \rightarrow 0, \qquad \forall w \ll 10^{14} rad.s^{-1}. \tag{33}$$

L'épaisseur de peau est ici nulle don il n'y a pas d'onde transmise au sein du métal. Il en résulte que le champ électromagnétique $[\vec{E}, \vec{B}]$, les charges et les courants sont nuls à l'intérieur du conducteur et se répartissent uniquement à la surface de celui-ci.

On affirme alors qu'il y a une discontinuité de champ. Ce qui nous amène dans les cas des ondes électromagnétiques aux conditions de passage à l'interface séparant deux milieux :

$$\vec{E}_2 - \vec{E}_1 = \frac{\sigma}{\epsilon_0}\vec{N}_{1\to 2} \quad \text{et} \quad \vec{B}_2 - \vec{B}_1 = \mu_0 \vec{j}_s \wedge \vec{N}_{1\to 2} \tag{34}$$

ces relations imposent, à la traversée de l'interface, la continuité :

- des composantes tangentielles du champ électrique : $\vec{E}_{T_2} = \vec{E}_{T_1}$;
- de la composante normale du champ magnétique : $\vec{B}_{N_2} = \vec{B}_{N_1}$.

Les composantes tangentielles du champ électrique et la composante normale du champ magnétique continues à la traversée de l'interface sont nulles.

Maintenant que nous avons étudié le comportement d'un conducteur à basses fréquences, nous allons nous placer à hautes fréquences.

3 Propriétés à hautes fréquences

3.1 Equation de propagation

L'équation de dispersion peut se calculer :

$$r\vec{o}t\underline{\vec{B}} = \mu_0\underline{\gamma}\underline{\vec{E}} + \epsilon_0\mu_0\frac{\partial\underline{\vec{E}}}{\partial t} = \mu_0(\underline{\gamma} + iw\epsilon_0)\underline{\vec{E}} \tag{35}$$

L'équation de Maxwell-Ampère peut se mettre sous la forme :

$$r\vec{o}t\underline{\vec{B}} = \epsilon_0\mu_0\left(1 + \frac{\underline{\gamma}}{iw\epsilon_0}\right)iw\underline{\vec{E}} = \epsilon_0\mu_0\left(1 + \frac{\underline{\gamma}}{iw\epsilon_0}\right)\frac{\partial\underline{\vec{E}}}{\partial t} \tag{36}$$

Les équations de Maxwell dans le métal prennent donc la même forme que dans un milieu vide de charge et de courant, à condition de remplacer ϵ_0 par $\underline{\epsilon} = \epsilon_0\left(1 + \frac{\underline{\gamma}}{iw\epsilon_0}\right)$. L'équation de dispersion s'écrit de la même façon en remplaçant ϵ_0 par $\underline{\epsilon}$:

$$\underline{k}^2 = \underline{\epsilon}\mu_0 w^2 = \frac{w^2}{c^2}\left(1 + \frac{\underline{\gamma}}{iw\epsilon_0}\right) = \frac{w^2}{c^2} - i\frac{\mu_0\gamma_0 w}{1 + i\tau w} \tag{37}$$

Dans la limite des hautes fréquences $w\tau \gg 1$ on obtient :

$$\underline{k}^2 = \frac{w^2}{c^2} - \frac{\gamma_0\mu_0}{\tau} \tag{38}$$

Si l'on remplace la pulsation plasma dans cette relation $w_p = \sqrt{\frac{ne^2}{m\epsilon_0}} = \sqrt{\frac{\gamma_0}{\epsilon_0\tau}}$, nous obtenons :

$$\underline{k}^2 = \frac{w^2 - {w_p}^2}{c^2} \tag{39}$$

C'est la même relation que pour le plasma dans lequel on supose qu'il n'y a pas de force de frottement entre les ions puisqu'il se traite d'un gaz ionisé peu dense. Cette similitude est normale car si $w\tau \gg 1$, la force de frottement est négligéable devant la force électrique.

On distingue alors plusieurs sous-cas :

- $w < w_p$, le module d'onde est imaginaire pur. L'onde ne se propage pas (onde évanescente), c'est une onde stationnaire dont l'amplitude décroît au fur et à mesure que l'on penetre dans le milieu. Or ce cas correspond à $w \gg 1/\tau = 10^{14} rad.s^{-1}$ mais inférieur à $w_p = 2x10^{16} rad.s^{-1}$. C'est exactement le cas correspondant au domaine visible. Une onde électromagnétique dans le domaine du visible arrivant sur un métal ne lui transmet pas d'énergie, toute l'énergie de l'onde est réfléchie : le métal se comporte comme un miroir.

- $w > w_p$, le module d'onde est réel, égal à $k = \sqrt{\frac{w^2 - {w_p}^2}{c^2}}$. Le milieu est dispersif(la vitesse de propagation des ondes dépend de leur pulsation) mais non absorbant, il est transparent.

- $w \gg w_p$, la vitesse de propagation de l'onde tend vers la vitesse de la lumière dans le vide et la permittivité tend vers la permittivité du vide. Le milieu se comporte alors comme le vide. Il ne dispose pas de suffisamment de temps pour interagir avec l'onde, et se laisse passivement traverser par les oscillations des champs électromagnétiques.

On peut faire une application de ce que l'on vient de dire :On peut prendre l'exemple de l'ionosphère qui est une couche haute de l'atmosphère et qui a la particularité d'être ionisée et possède donc des porteurs de charges mobiles. On peut alors assimiler ce milieu à un plasma. La densité particulaire des électrons dans l'ionosphère est de l'ordre de $10^{10} m^{-3}$ à $10^{12} m^{-3}$, ce qui donne une fréquence de coupure de l'ordre de $f_p \sim 10^7 Hz, 10MHz$, ce qui donne :

- pour $f \sim 10^5 Hz < f_p$ l'ionosphère joue le rôle de réflecteur : ceci explique la première liaison radio transatlantique réalisé par Marconi en 1901.

- pour $f \sim 10^8 Hz > f_p$ l'ionosphère est "transparente". Ces fréquences sont utilisées pour communiquer avec les satellites. La fréquence des GPS étant située à $1,5GHz$.

Conclusion

Au cours de cette leçon, nous avons étudié l'intéraction des ondes électromagnétiques et les milieux conducteurs.

On trouve de nombreuses applications à ces phénomènes en fonction de nos besoins. Par exemple, dans le cas d'un micro-ondes, nous cherchons à transmettre le maximum de puissance à l'intérieur de ce dernier de façon à empêcher tout rayonnement vers l'extérieur. Nous utiliserons alors des métaux qui agissent comme des miroirs vis-à-vis de l'onde générée. A l'inverse, pour des problématiques de communication, nous cherchons à traverser des milieux qui peuvent se comporter eux aussi comme des miroirs si aucune précaution n'est prise, c'est le cas des ondes choisies pour les GPS. On peut également, pour aller plus loin, se poser des questions qui tournent autour du transport, des pertes liées à l'effet Joule et du stockage d'électricité, donc, est-il possible de diminuer la résistance d'un matériau ? On pourra voir ça dans une prochaine leçon.

Choses à voir

- Conducteurs - électrons libres

- Electrolytes - les porteurs de charges sont des ions (anions et cations). La conduction ionique résulte des déplacements des divers types de porteurs de charge, en sens opposés pour les anions et les cations

- Plasma - similaire aux électrolytes mais les porteurs de charge sont souvent des électrons car la masse est plus faible que celle des ions positifs qui constituent le plasma.
- **La conductivité d'un métal diminue lorsque la température augmente**, puisque l'agitation thermique des ions du réseau tend à augmenter le collisions, donc la force de frottement qui s'oppose au mouvement des charges de conduction.

  Dans un semi-conducteur, la densité des charges de conduction est beaucoup plus sensible à l'influence de la température, et augmente avec celle-ci. L'augmentation de ce nombre de charges de conduction l'emporte alors sur l'augmentation de l'effet des collisions des charges de conduction avec le réseau.**La conductivité du semi-conducteur augmente avec la température**.
- **Domaine de validité de la loi d'Ohm**: fréquences pas trop élévées, $f \ll 10^{14}$, il faut qu'on se trouve en régime permanent (passé le temps de relaxation).

Bibliographie

- Electromagnétisme 1, M.Bertin, J.P Faroux, J.Renault. Dunod university, 1987
- H prépa Ondes PC Hachette 2004
- H prépa électromagnétisme PC Hachette
- Cap prépa PC Physique, Pearson