LP00 – Titre

29 juin 2020

Laura Guislain & Pascal Wang

Niveau :

Commentaires du jury

Bibliographie

✍ *Le nom du livre*, **l'auteur** [1]

⟶ Expliciter si besoin l'intérêt du livre dans la leçon et pour quelles parties il est utile.

Prérequis

- ➢ Équations de Maxwell
- ➢ modèle du plasma froid et dilué
- ➢ modèle de Drude en régime variable
- ➢ relation de dispersion. Notation complexe
- ➢ Equation de diffusion.

Expériences

- ☕ Biréfringence du quartz

Table des matières

1 Conducteurs en régime variable **3**
1.1 Rappel : conductivité de Drude et conductivité du plasma dilué . . . 3
1.2 Electroneutralité . . . 4
1.3 Approximation des régimes quasi-stationnaires dans les métaux . . . 5

2 Propagation dans les métaux **6**
2.1 Equations de Maxwell et résolution . . . 6
2.2 Effet de peau . . . 7
2.3 Conséquences et applications . . . 8

3 Propagation dans un métal à haute fréquence et un plasma dilué froid **9**
3.1 Equation de propagation et relation de dispersion . . . 9
3.2 Domaine de transparence . . . 10
3.3 Domaine de réflexion . . . 10

Choix

On aurait pu considérer que des ondes transverses à $\omega \neq \omega_p$, qui donnent automatiquement $\rho = 0$, et avoir une relation de dispersion très générale pour les métaux/conducteurs, puis de considérer les différents régimes. ✍ Sanz, Garing p120. C'est joli mais moins pédagogique.

On a choisi de ne pas commencer par se limiter aux ondes transverses et d'examiner l'électroneutralité suivant les régimes.

Préparation

Biblio : HPrepa EM, Sanz (ancienne édition), Poly Jérémy Ferrand, Jérémy Neveu, Aschcroft, Fox (couleur), la couleur optique, Renvoizé, Mauras.

Préparation : lire Feynman EM 1, induction et effet de peau.

Plan :

Manip :

Passage : Insister sur les interprétations physiques, les exemples, utiliser le tableau de JN comme fil "conducteur" heheh

Questions : hypothèses plasma dilué, modèle de drude, couleur des métaux, alliages (laiton = Cu+Zn, bronze = Cu+Sn, acier = Fe+C) 💣 Le jury attend que les candidats sachent exprimer le facteur de réflexion d'un métal réel et soient capables d'expliquer la couleur orangée du cuivre Peut on avoir un effet diélectrique (polarisation) dans un conducteur ? Préciser les ordres de grandeurs (densité de charges libres/liées)

Introduction

L'étude des ondes électromagnétiques dans le vide a permis, en utilisant les équations de Maxwell, de regarder la propagation des ondes, qui obéissait à une équation de D'Alembert. Cependant, pour de nombreuses applications comme la conduction électrique, les four à micro-ondes, il nous faut regarder la propagation des ondes dans les milieux conducteurs.

Définition : conducteur On dit qu'un milieu est conducteur quand les électrons peuvent s'y déplacent librement, par opposition aux isolants dans lesquels ils sont liés aux noyaux. Exemple : métal, semi-conducteur, solution ionique, plasma. *Une définition alternative : un métal a une bande d'énergie partiellement remplie.*

Effet de peau
https://youtu.be/3uatBD2_P9s?t=65 Une lame en acier est placé au centre d'une bobine de cuivre, alimentée par une courant alternatif de 60 A, 15.6kHz. Cela crée un champ magnétique oscillant. **ODG:** $\sigma(acier) = 5 \cdot 10^6 S/m$, l'épaisseur de peau est 1mm. La lame est fine, sinon ce serait les cycles d'hystérésis qui chaufferaient le cuivre en volume. Ici, on voit que cela chauffe plus en surface, le champ pénètre à la surface. En vrai, on n'est pas sûr d'être en régime sinusoidal établi, si on attend, l'acier se réchauffe par conduction thermique.

Objectif Dans le cadre du début de l'étude des conducteurs, nous avons vu lors du dernier cours la modélisation d'un métal dans le cadre du modèle de Drude. Nous allons maintenant regarder la propagation dans ce milieu d'une onde électromagnétique.

1 Conducteurs en régime variable

1.1 Rappel : conductivité de Drude et conductivité du plasma dilué

Nécessité d'un relation constitutive On peut rappeler les équations de Maxwell et faire un décompte d'équations et d'inconnues.

Hypothèses et conductivité de Drude ✍ voir la LP 47 pour des détails.

- Les électrons de conduction sont fournis par chaque atome et délocalisés à l'échelle du métal. Les ions positifs du réseau sont fixes.
- Cations et électrons n'interagissent pas à longue portée, on modélise l'influence du réseau de cations sur les électrons par une force de frottement fluide résultant des interactions des électrons avec le réseau. *Les interactions se font surtout avec les phonons et les impuretés.*
- on a fait l'hypothèse que E était uniforme à l'échelle d'un volume mésoscopique d'électrons *sinon, il faut considérer une théorie non locale.* Cela se traduit par la condition $\lambda \ll l_p \sim 10^{-8}$m où l_p est le libre parcours moyen d'un électron. *La force de frottement fluide qui résulte du modèle de collisions n'a de sens qu'au niveau d'un volume mésoscopique (ou en tant que moyenne d'ensemble) ; il ne s'agit pas d'une force s'appliquant sur chaque électron.*
- pas de champ magnétique permanent externe
- électrons non relativistes

Expression On écrit l'expression de la conductivité en régime sinusoidal forcé *la proportionnalité n'est valable que dans l'espace de Fourier, en temporel, c'est une équation différentielle* :

$$\vec{j}(\vec{r},\omega) = \sigma(\omega)\vec{E}(\vec{r},\omega) = \frac{\sigma_0}{1+i\omega\tau}\vec{E}(\vec{r},\omega) \qquad \sigma_0 = \frac{ne^2\tau}{m} \tag{1}$$

On rappelle que dans la limite $\omega \gg 1/\tau$, le métal comporte comme le plasma dilué.

Conductivité complexe Une conductivité complexe traduit un déphasage entre le vecteur densité de courant électrique et le champ électrique : quand celui-ci varie trop vite, les électrons n'ont pas le temps de suivre instantanément les variations du champ électrique et réagissent avec un certain retard, qui se traduit par un déphasage entre la vitesse et le champ électrique, donc entre $\vec{j}$ et $\vec{E}$.

Ordres de grandeur Pour le cuivre $\tau \sim 10^{-14}$s, $n \sim 10^{29} m^{-3}$, $\sigma_0 \sim 6 \cdot 10^7 S/m$ Pour un semi-conducteur $n \sim 10^{23} m^{-3}$ et $\sigma \sim 10^{-6} - 10^4$S/m en fonction du dopage.

Bonus : lien conductivité/diélectricité On peut faire le lien entre $\epsilon_r(\omega)$ et $\sigma(\omega)$ en écrivant l'équation des ondes à ω fixé et en identifiant le préfacteur devant $\vec{E}$ ✍ Aschroft. Dans le cas $\omega > \omega_p$, ϵ_r est réel : le métal se comporte comme un diélectrique $\epsilon_r(\omega)$.

↓ *Avec cette expression, l'étude des équations de propagation n'est pas simple, on va considérer des cas limites.*

1.2 Electroneutralité

✍ suivre Jérémy Neveu

Problématique Considérons un conducteur initialement neutre partout dans l'espace. À $t = 0$ on suppose que l'on perturbe l'état d'équilibre initial du système en imposant une charge $\rho(M) = \rho_0 \neq 0$. Cet excès local de charge est, bien entendu, compensé par un déficit de charges dans le reste du conducteur pour garder la neutralité. La question est de savoir au bout de combien de temps voit-on restauré l'état d'électroneutralité local ?

Perturbation initiale de charge En écrivant la conservation de la charge Au tableau, écrire div et pas nabla :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{j} = 0 \tag{2}$$

et en utilisant $\vec{j} = \underline{\sigma}\vec{E}$ et $\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \underline{\rho}/\varepsilon_0\varepsilon_r$ (deux équations valables pour tout régime sinusoïdal), on exploite ici l'équivalence entre les représentations temporelle et fréquentielle.

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{j} = \underline{\sigma}\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\sigma_0}{1 + i\omega\tau} \frac{\rho}{\epsilon_0\varepsilon_r} \tag{3}$$

On a utilisé ici que $\sigma(\omega)$ donc n est uniforme.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{j} = 0 &\Rightarrow i\omega\underline{\rho} + \frac{\sigma_0}{1 + i\omega\tau} \frac{\underline{\rho}}{\epsilon_0\varepsilon_r} = 0 \\ &\Rightarrow -\omega^2\underline{\rho} + \frac{i\omega}{\tau}\underline{\rho} + \frac{\sigma_0}{\epsilon_0\varepsilon_r\tau}\underline{\rho} = 0 \\ &\Rightarrow \frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} + \frac{1}{\tau}\frac{\partial \rho}{\partial t} + \omega_p^2\rho = 0 \text{ avec } \omega_p^2 = \frac{\sigma_0}{\epsilon_0\varepsilon_r\tau} = \frac{ne^2}{m\epsilon_0\varepsilon_r} \end{aligned} \tag{4}$$

Retour vers l'électroneutralité On peut sauter cette discussion si on ne traite que les ondes, ou la mettre après. On reconnaît un oscillateur harmonique amorti de pulsation $\omega_p \sim 10^{16}$ et de facteur de qualité $Q = \omega_p/\tau \sim 100$. On suppose qu'une perturbation préexiste dans le milieu à l'instant $t = 0$. On sait que l'état d'équilibre d'un conducteur est celui qui assure l'électroneutralité. La relaxation vers l'état d'électroneutralité est réalisée au terme d'un régime pseudopériodique à la pulsation $\Omega = \omega_p\sqrt{1 - 1/4Q^2} \sim \omega_p \sim 10^{16}$ rad/s sur un temps caractéristique $\tau \sim 10^{-14}$s. on tease l'appellation de "pulsation plasma" et on fait un beau graphe.

> Un métal relaxe vers l'électroneutralité en un temps caractéristique de $\tau \sim 10^{-14} s$

De manière générale, pour les métaux on a $1/\tau = 0.01\omega_p$ donc $\omega_p \approx 10^{16}\, rad/s$. De plus comme $\epsilon_0 \approx 8 \times 10^{-12}\, F/m$, on a $\sigma_0/\epsilon_0\epsilon_r \approx 10^{18}\, rad/s$.

Interprétation de la pulsation plasma Il faut interpréter physiquement

> La pulsation plasma est la pulsation naturelle des oscillations de la densité de charges. *Les oscillations des charges électriques peuvent être comprises grâce au raisonnement suivant : si les électrons d'une zone du plasma sont déplacés, alors les ions de cette zone, n'ayant que peu bougé du fait de leur masse importante, vont exercer sur ces électrons une force de Coulomb attractive. Ceux-ci vont donc revenir vers leur position initiale, et ainsi de suite...*

Régime sinusoidal établi Cette partie embrouille les choses en fait, on peut la sauter ? On se place dans le cas du régime sinusoidal forcé : le milieu est excité par une onde électromagnétique de pulsation ω. A propri, la densité ρ oscille à la pulsation ω, on va voir si l'amplitude des oscillations de ρ peut être non-nulle :

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} + \frac{1}{\tau}\frac{\partial \rho}{\partial t} + \omega_p^2\rho = 0 \Leftrightarrow \left(\omega_p^2 - \omega^2 + i\frac{\omega}{\tau}\right)\rho = 0 \tag{5}$$

Cette équation est vérifiée pour tout ω par $\rho = 0$, sauf lorsque le facteur de gauche s'annule. Dans ce cas l'électro-neutralité du milieu peut être brisée par l'onde électromagnétique car $\rho \neq 0$ est solution. A ce stade, ω peut être complexe. Pour simplifier, on considère deux régimes limites :

- $|\omega| \ll 1/\tau \ll \omega_p \Rightarrow \omega_p^2 + i\omega/\tau = 0 \Rightarrow \omega = i\tau\omega_p^2$. Le fait qu'on retrouve une pulsation complexe amène à une solution exponentiellement décroissante $\rho(t) \propto e^{-\tau\omega_p^2 t}$, avec une constante de temps :

$$\frac{1}{\tau\omega_p^2} = \frac{\epsilon_0\epsilon_r}{\sigma_0} \approx \frac{0.01}{\omega_p} \approx 10^{-18}\, s \ll \tau \tag{6}$$

  très petite devant τ donc l'excès de charge est résorbé en un temps très petit devant les pulsations ω considérées ;

- $|\omega| \gg 1/\tau \Rightarrow \omega_p^2 - \omega^2 = 0 \Rightarrow \omega = \omega_p$: *on a négligé un terme devant 0 ?* l'électro-neutralité du milieu est donc brisée pour une onde électromagnétique excitant le milieu à la pulsation plasma. Pour des pulsation supérieures, le champ EM oscille tellement vite que les électrons ne peuvent suivre le forçage : le milieu reste neutre. *Attention, on compare les normes des complexes et pas les complexes eux-mêmes.*

Dans ces deux limites, pour toute pulsation $\omega \neq \omega_p$, le milieu conducteur reste donc neutre s'il est déjà neutre avant l'arrivée de l'onde électromagnétique.

Conclusion :

1. si une perturbation locale de charge préexiste dans le milieu, le métal revient à l'équilibre en un temps τ.
2. une onde électromagnétique préserve l'électro-neutralité d'un métal ou d'un plasma si sa pulsation ω est différente de la pulsation plasma ω_p. Ainsi, comme dans le vide, ces ondes à $\omega \neq \omega_p$ sont transverses. *On va utiliser $\vec{div}\vec{E} = 0$ par la suite, c'est important de le rappeler.*
3. à $\omega = \omega_p$, des ondes de plasma (plasmons) peuvent se propager dans le métal.

1.3 Approximation des régimes quasi-stationnaires dans les métaux

✍ suivre Polyérémy

ARQS et problématique Le régime de l'ARQS est celui où les temps de propagation des différentes quantités électromagnétiques sont négligeables devant leurs périodes d'oscillation. En particulier, pour un conducteur, comme le milieu est globalement neutre et les courants dominent les charges : on est dans le régime de l'ARQS magnétique. Regardons à quelle condition le courant de déplacement est négligeabme.

Résolution à hypothèse ✍ Renvoizé ou Polyérémy. La démarche est intéressant mais lourde, on peut directement donner le résultat.

On veut donc trouver une condition sur la pulsation telle que :

$$|\sigma(\omega)\vec{E}| \gg |\epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}| \Leftrightarrow \frac{\sigma_0}{|1 + i\omega\tau|} \gg |i\omega\epsilon_0| \Leftrightarrow \frac{\sigma_0}{|1 + i\omega\tau|} \gg |\omega\epsilon_0| \tag{7}$$

On peut passer l'équation au carré et donc la pulsation limite obéit à l'équation :

$$\Omega^2 + \Omega/\tau^2 - \sigma_0^2/\epsilon_0^2\tau^2 = 0 \qquad , \Omega = \omega^2 \tag{8}$$

On pourrait résoudre cette équation complètement afin de trouver la pulsation caractéristique mais une méthode plus simple est possible. Elle consiste à simplifler l'étude et à rechercher directement la pulsation critique ω_c dans l'intervalle $[1/\tau; +\infty[$. Si on trouve une solution ω_c dans cet intervalle (et suffisamment loin de $1/\tau$), cette solution a de bonnes chances d'être proche de l'équation bicarrée précédente. Ainsi dans l'approximation haute fréquence $\omega \gg 1/\tau$ on a :

$$\frac{\sigma_0}{|1 + i\omega\tau|} \simeq \frac{\sigma_0}{\omega\tau} \tag{9}$$

Et donc la condition précédente pour négliger le courant de déplacement devient :

$$\frac{\sigma_0}{\omega\tau} \gg \epsilon_0\omega \Rightarrow \omega \ll \sqrt{\frac{\sigma_0}{\epsilon_0\tau}} = \omega_p \tag{10}$$

On montre ainsi que la pulsation caractéristique recherchée s'indentifie à la pulsation plasma ω_p du conducteur. On vérifie a posteriori que cette pulsation est bien supérieure à $1/\tau$ et se trouve bien dans l'intervalle de départ. **ODG:**

On a $\omega_p \sim 10^{16}$rad/s et $1/\tau \sim 10^{14}$ rad/s.

Conclusion Un conducteur se trouve en approximation des régimes quasi-stationnaires (ARQS) si $\omega \gg \omega_p \sim 10^{16}$ rad/s.

Bilan

✍ tableau Jérémy Neveu.

Dans cette première partie, on a mis en évidence trois régimes d'interaction entre le métal et une onde électromagnétique, suivant l'ordre de grandeur de ω vis à vis de $1/\tau$ et ω_p. Ces trois régimes conduisent à des phénomènes physiques bien distincts. Au tableau, faire un schéma avec une flèche et des domaines (et des couleurs). Il est conseillé aussi de faire un transparent sous forme de tableau qui sera complété au fur et à mesure de la leçon par les propriétés des ondes dans chaque domaine de fréquence. Physiquement,

- dans le régime $\omega \ll 1/\tau$, les oscillations du champ électrique sont suffisamment lentes pour que les électrons interagissent plusieurs fois avec le métal sur une période : $\vec{j}$ est en phase avec $\vec{E}$ et il y a électroneutralité.
- dans le régime $1/\tau \ll \omega \ll \omega_p$ les électrons ont un libre parcours moyen trop grand pour interagir avec le métal pendant une période mais la longueur d'onde de l'onde électromagnétique est encore trop grande pour pénétrer le métal
- lorsque $\omega \gg \omega_p$, le champ EM oscille tellement vite que les électrons ne peuvent suivre le forçage : on va voir que le métal/le plasma deviennent transparents pour l'onde.

↓ *On va montrer ce qu'on a annoncé*

2 Propagation dans les métaux

On se place dans le domaine d'électroneutralité et d'ARQS magnétique. Dans ce domaine, $\vec{j}(\vec{r},\omega) = \sigma_0\vec{E}(\vec{r},\omega)$ la conductivité ne dépend pas de la fréquence donc on a proportionnalité dans l'espace temporel de $\vec{j}(\vec{r},t) = \sigma_0\vec{E}(\vec{r},t)$.

2.1 Equations de Maxwell et résolution

Objectif Nous cherchons à décrire le comportement du champ électromagnétique au sein d'un conducteur en ARQS, à l'aide d'un modèle unidimensionnel : le métal occupe la zone d'espace ($z > 0$), et l'air la zone $z < 0$. Dans l'air règne un champ magnétique uniforme $\overrightarrow{B_0}(t)$. Nous cherchons à savoir comment ce champ pénètre, dans le conducteur. On fait un schéma avec les notations *La structure de l'onde est plane,* $\vec{div}\vec{E} = 0$ *puisque* $\rho = 0$.

Equation de diffusion La loi d'Ohm s'écrit $\vec{j} = \gamma\vec{E}$, et ce courant de conduction est largement supérieur, au sein du conducteur, au courant de déplacement de Maxwell, d'où :

$$\overrightarrow{\text{rot}}\vec{B} = \mu_0\vec{j} = \mu_0\gamma\vec{E}$$

Pour éliminer le champ électrique, formons le rotationnel des deux membres de cette équation :

$$\overrightarrow{\text{rot}}(\overrightarrow{\text{rot}}\vec{B}) = \overrightarrow{\text{grad}}(\text{div}\,\vec{B}) - \Delta\vec{B} = \mu_0\gamma\overrightarrow{\text{rot}}\vec{E} = -\mu_0\gamma\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}$$

Le champ magnétique, de divergence nulle, vérifie donc l'équation :

$$\Delta\vec{B} = \mu_0\gamma\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}$$

Il en est de même pour $\vec{j}$ et $\vec{E}$. C'est une équation de diffusion, comme pour les particules et la chaleur.

Interprétation Le coefficient de diffusion associé est $D = 1/\mu_0\gamma$ **ODG:** pour le cuivre $D \sim 1.3\dot{1}0^{-2}m^2/s$.

2.2 Effet de peau

✍ Fiche bb, HPrepa EM, Sanz.

Relation de dispersion A l'interface, la pulsation ω est conservée. On calcule k avec la relation de dispersion. Le vecteur d'onde s'écrit : $\underline{k} = \pm\frac{1-i}{\delta} = k_1(\omega) - ik_2(\omega)$ avec

$$k_1(\omega) = \pm\frac{1}{\delta} = \pm\sqrt{\frac{\mu_0\gamma_0\omega}{2}} = k_2(\omega)$$

On choisit le signe devant $k_2 > 0$ pour éviter la divergence dans le milieu semi-infini du conducteur.

Vitesse de phase, de groupe La vitesse de phase est :

$$v_\varphi = \frac{\omega}{k_1} = \omega\delta = \sqrt{\frac{2\omega}{\mu_0\gamma_0}}$$

et la vitesse de groupe :

$$v_g = \frac{\mathrm{d}\omega}{\mathrm{d}k_1} = 2\sqrt{\frac{2\omega}{\mu_0\gamma_0}}$$

Le milieu est dispersif. Un paquet d'ondes s'y propage en se déformant. $k_2 \neq 0$ donc le milieu est absorbant : au fur et à mesure de sa propagation, l'onde cède de l'énergie aux porteurs de charges.

Champ électrique, magnétique Si on considère une onde plane progressive harmonique se propageant dans le sens les z croissants, polarisée rectilignement selon Ox, le champ électrique s'écrit :

$$\vec{E}(z,t) = E_0 \exp\left(-\frac{z}{\delta}\right) \exp i\left(\left(\omega t - \frac{z}{\delta}\right)\right) \vec{u}_x$$

Le champ magnétique peut se calculer grâce à l'équation de Maxwell-Faraday en notation complexe :

$$\begin{aligned}\vec{B}(z,t) &= \frac{\vec{k}\wedge\vec{E}(z,t)}{\omega} \\ &= \frac{k}{\omega}E_0 \exp\left(-\frac{z}{\delta}\right) \exp i\left(\omega t - \frac{z}{\delta}\right) \vec{u}_y \\ &= \frac{1-i}{\delta\omega}E_0 \exp\left(-\frac{z}{\delta}\right) \exp i\left(\omega t - \frac{z}{\delta}\right) \vec{u}_y\end{aligned}$$

Les champs réels sont : à projeter

$$\begin{aligned}\vec{E}_{\text{réel}}\,(z,t) &= E_0 \exp\left(-\frac{z}{\delta}\right) \cos\left(\omega t - \frac{z}{\delta}\right) \vec{u}_x \\ \text{et } \vec{B}_{\text{réel}}\,(z,t) &= \frac{E_0}{\omega\delta} \exp\left(-\frac{z}{\delta}\right) \left(\cos\left(\omega t - \frac{z}{\delta}\right) + \sin\left(\omega t - \frac{z}{\delta}\right)\right) \vec{u}_y \\ &= \frac{E_0}{\omega\delta} \exp\left(-\frac{z}{\delta}\right) \sqrt{2}\cos\left(\omega t - \frac{z}{\delta} - \frac{\pi}{4}\right) \vec{u}_y\end{aligned}$$

Bonus : vecteur densité de courant Le champ électrique et le champ magnétique sont déphasés de $\pi/4$ Le vecteur densité volumique de courant s'exprime grâce à la loi d'Ohm (dans la limite des basses fréquences) :

$$\vec{j}(z,t) = \gamma_0\vec{E}_{\text{réel}}\,(z,t) = \gamma_0 E_0 \exp\left(-\frac{z}{\delta}\right) \cos\left(\omega t - \frac{z}{\delta}\right) \vec{u}_x$$

Effet de peau On a alors un champ qui se propage dans le métal mais en étant atténué exponentiellement sur une distance caractéristique $\delta = \sqrt{\frac{2}{\mu_0\gamma\omega}}$. On obtient une onde amortie. Il ne s'agit pas d'une onde évanescente car la direction d'atténuation est la même que celle de propagation.

Illustration numérique de l'effet de peau
On sort le script python.

Commentaire des dépendances Cette épaisseur est d'autant plus faible que la conductivité du matériau est grand et que la fréquence de l'onde est élevé. Plus les champs varient rapidement dans le temps plus l'effet de peau est marqué.

Interprétation inductive/loi de Lenz ✍ Feynman EM 1. Il s'agit là d'un effet inductif. En effet, le phénomène d'induction est directement inscrit dans l'équation de Maxwell-Faraday qui dans l'ARQS est la seule équation rendant compte du couplage du champ électromagnétique. 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 induit qui tend à réduire le champ électrique incident. On peut interpréter les dépendances de l'épaisseur de peau : plus ω est grand plus le couplage inductif est important et plus σ_0 est grand, plus les courants se développent efficacement. Ainsi, plus l'effet de peau est marqué.

Limite du conducteur parfait Lorsque $\lambda \gg \delta$, on peut considérer le conducteur parfait $\sigma \to \infty$. Les courants sont purement surfaciques. Le conducteur parfait est un miroir parfait : il réfléchit tout onde avec un coefficient de réflexion $R = 1$.

Bonus : facteur de réflexion sur un métal, principe du calcul ✍ Garing. On connaît les vecteurs d'onde et les pulsations dans les deux milieux. Pour obtenir les amplitudes, il faut écrire la continuité de $E_{tangentiel}$ et $B_{tangentiel}$ (la densité surfacique de courant est nulle pour un conducteur réel : les courants sont en volume). On fait ensuite le rapport des vecteurs de Poynting. $T \sim 2\omega\delta/c$ et $R = 1 - T$. **ODG:** $T \sim 10^{-8}$ à 50 Hz, $T \sim 10^{-5}$ à 50 MHz.

L'effet de peau est ce qui dimensionne beaucoup de l'électronique que nous utilisons au quotidien.

2.3 Conséquences et applications

Courant dans le fil de cuivre ✍ Mauras. Examinons les conséquences de l'effet de peau sur la conduction d'un courant électrique dans un fil de cuivre de diamètre $a = 0.5mm$.

- f = 50Hz $\to \delta = 9.8$mm $\gg$ a . L'effet de peau pas notable.
- f = 100kHz $\to \delta = 0.2$ mm : on est à la limite d'uniformité.
- f = 100MHz $\to \delta = 6.6\mu$m. le courant circule sur une très faible épaisseur du fil.

la section effectivement traversée par le courant $S' \sim 2\pi a\delta \ll S = \pi a^2$ est réduite. La résistance du fil augmente $R = L/(\sigma_0 S') \gg R$. L'effet de peau augmente la résistance d'un fil à haute fréquence, à courant fixe, l'effet Joule *aussi appelé pertes cuivres* est donc davantage accentué. Le premier cas nous dit que pour les courants industriels de fréquence 50 Hz, un câble de rayon 10 mm et maximum. On remarque que cette résistance est inversement proportionnelle à δ, donc proportionnelle à $\sqrt{\omega}$. Dans le dernier cas où on propage des fréquences plus importantes, on utilise plutôt des conducteurs fins. *Cela justifie l'utilisation de la propagation hertizenne dans l'air ou de la propagation guidée dans les câbles coaxiaux où les courants sont quasiment surfaciques.*

Aspect énergétique ✍ HPrepa EM p151 *Plutôt mener le calcul en notation complexe.* L'atténuation vient de l'absorption : de l'énergie est dissipée par effet Joule. Pour le montrer, on calcule la moyenne du vecteur de Poynting et l'énergie dissipée par effet Joule. La valeur moyenne du vecteur de Poynting est égale à :

$$\langle \vec{\Pi} \rangle = \frac{1}{2} \mathrm{Re}\left(\vec{E} \wedge \frac{\vec{B}^*}{\mu_0} \right) = \frac{E_0^2}{2\mu_0\omega\delta} \exp\left(-\frac{2z}{\delta} \right) \vec{u}_z$$

La puissance moyenne transportée par l'onde s'atténue avec une distance caractéristique égale à $\frac{\delta}{2}$.

Que devient cette énergie ?

Les expressions de $\langle E^2 \rangle$ et $\langle B^2 \rangle$ montrent que l'énergie volumique moyenne associée au champ électromagnétique ne varie pas dans le temps. Par le théorème de Poyinting, cette puissance est donc transférée aux charges du milieu conducteur, et convertie par effet Joule. On peut montrer explicitement que la puissance est transférée aux charges du milieu conducteur, et convertie par effet Joule.

$$\mathcal{P}_V(z,t) = \vec{j}(z,t) \cdot \vec{E}(z,t) = \gamma_0 E^2(z,t),$$

puis

$$\langle \mathcal{P}_V(z,t) \rangle = \frac{\gamma_0 E_0^2}{2} \exp\left(-\frac{2z}{\delta}\right)$$

En utilisant l'expression de δ en fonction de ω, on obtient : $\text{div}\langle \vec{\Pi} \rangle = -\langle \mathcal{P}_V(z,t) \rangle$, ce qui traduit bien le bilan énergétique local du conducteur (en moyenne, le terme de dérivée temporelle de la densité moyenne d'énergie électromagnétique est nul puisque les champs prennent la même valeurs en $t = 0$ et $t = T$). L'énergie perdue par le champ électromagnétique est cédée aux porteurs de charges mobiles, c'est l'effet Joule qui explique l'atténuation de l'onde.

Effet de peau
https://youtu.be/3uatBD2_P9s?t=65 Une lame en acier est placé au centre d'une bobine de cuivre, alimentée par une courant alternatif de 60 A, 15.6kHz. Cela crée un champ magnétique oscillant. **ODG:** $\sigma(acier) = 5 \cdot 10^6 S/m$, l'épaisseur de peau est 1mm. La lame est fine, sinon ce serait les cycles d'hystérésis qui chaufferaient le cuivre en volume. Ici, on voit que cela chauffe plus en surface, le champ pénètre à la surface. En vrai, on n'est pas sûr d'être en régime sinusoidal établi, si on attend, l'acier se réchauffe par conduction thermique.

Epaisseur des parois d'un micro-ondes Dans un micro-ondes, les ondes ont une fréquence de l'ordre du GHz, d'où $\delta \sim 1\mu m$. En pratique, les parois sont donc largement assez épaisses pour qu'on n'ait rien à craindre. Il est à noter que la paroi de la porte du micro-onde possède une grille métallique qui fait office d'isolant. *Cage de Faraday.* Le plexiglas de la vitre seul ne suffit pas à atténuer les ondes EM.

Donc là on vient de voir la limite haute fréquence du traitement basse fréquence, utile par exemple en électrocinétique ou pour des ondes radio... Mais il se passe quoi à vraiment haute fréquence

3 Propagation dans un métal à haute fréquence et un plasma dilué froid

✍ LP 26. Voir la LP 26 pour des compléments

Cadre On se place dans la deuxième et troisième colonne du tableau. La conductivité est imaginaire pure *dans le domaine de Fourier !*. On considère des fréquences proches ou très supérieures à ω_p : pas d'ARQS pour les métaux.

Différence entre métaux et plasma (bonus) Dans le cas des métaux, on a négligé la partie imaginaire liée à l'absorption, devant la partie réelle. En réalité, cette petite partie imaginaire donne de l'absorption (sur une longueur qui correspond à beaucoup de longueurs d'ondes certes).

3.1 Equation de propagation et relation de dispersion

On peut sauter le calcul, c'est la même démarche que la partie II. Mentionner que La structure de l'onde est plane à $\omega \neq \omega_p$: $\vec{div}\vec{E} = 0$ puisque $\rho = 0$.

Equation de dispersion On se place dans le domaine de Fourier. [graphe]

On distingue les régimes.

3.2 Domaine de transparence

Dispersion Le module d'onde k est réel. On le choisit positif car on étudie la propagation d'une onde dans le sens des z croissants.

$$k = \sqrt{\frac{\omega^2 - \omega_p^2}{c^2}}$$

En revanche on voit que la vitesse de l'OPPH ω/k, dépend de sa fréquence. Le milieu est alors dit dispersif. Des ondes planes progressives de pulsations différentes ne se propagent donc pas à la même vitesse.

Transparence D'autre part, on a vu plus haut que les vecteurs $\vec{E}$ et $\vec{j}$ sont en quadrature. La puissance moyenne cédée par le champ aux porteurs de charges est donc nulle. Le champ ne perd pas d'énergie au cours de sa propagation, le milieu n'est pas absorbant, il est transparent.

Régime haute fréquence En très hautes fréquences, $k \sim \frac{\omega}{c}$, ce qui est normal puisque les variations du champ électrique sont trop rapides pour être ressenties par les électrons. L'onde traverse le milieu sans interagir avec lui, elle se propage comme dans le vide.

Bonus : aspect énergétique ✍ Sanz, Garing p154 On calcule la vitesse de groupe et la vitesse de transmission de l'énergie, ce sont les mêmes.

Métaux et rayons X Les rayons X $f \sim 10^{18} - 10^{20}$Hz, donc $\omega > \omega_p$: on peut donc voir à travers les métaux.

Transparence ultraviolette En réalité, la propagation n'est pas "libre" dans les métaux à $\omega > \omega_p$. On a négligé n'' devant n', ce qui signifie seulement que les oscillation spatiales se font à une échelle beaucoup plus petite que l'amortissement de l'onde, mais pas que celui-ci est négligeable ! Au final, même à haute fréquence, l'indice d'un conducteur reste complexe, et l'onde s'y propageant est toujours amortie. L'épaisseur de peau augmente bien avec la fréquence pour en ω^2 pour $\omega > \omega_p$, mais reste très faible (pour le cuivre, à $\omega = 2\omega_p$, on a $\delta \sim 40\mu m$. Les métaux ne sont pas du tout transparents dans le domaine ultraviolet ! En revanche, la réflexivité du milieu chute très rapidement lorsque ω dépasse ω_p . Simplement, la puissance lumineuse est absorbée par le conducteur sur une épaisseur δ. **ODG:** à $\omega = 2\omega_p$ R=0.5%.

3.3 Domaine de réflexion

Vecteur d'onde et forme du champ Le vecteur d'onde est imaginaire pur, de la forme $k = \pm ik_2$ avec :

$$k_2 = \frac{1}{c}\sqrt{\omega_P^2 - \omega^2} = \frac{1}{\delta}$$

Quel signe choisir ? Le signe "+" conduit à un facteur $\exp(+k_2 z)$ dans l'expression du champ électrique, le signe $-$ à un facteur $\exp(-k_2 z)$. Étant donné que nous étudions une onde se propageant dans la direction $+\vec{u}_z$, le premier cas, qui donne une onde dont l'amplitude est amplifiée, n'a pas de réalité physique. Nous choisissons donc le signe "-" Le champ électrique s'écrit alors :

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp\left(-\frac{z}{\delta}\right) \exp(i\omega t)$$

Supposons l'onde polarisée rectilignement : $\vec{E}_0 = E_0 \exp(-i\varphi)\vec{u}_x$ Le champ réel est :

$$\vec{E} = E_0 \exp\left(-\frac{z}{\delta}\right) \cos(\omega t - \varphi)\vec{u}_x$$

Onde évanescente L'onde ne se propage pas. C'est une onde stationnaire dont l'amplitude décroît au fur et à mesure que l'on pénètre dans le milieu. Elle est dite évanescente. La distance caractéristique d'atténuation est δ **ODG:** $f_p = 900kHz$ et onde radio RTL 200 kHz, donc $\delta = 54$m.

Conclusion : Pour qu'une onde se propage dans le plasma, il faut que sa fréquence soit supérieure à la pulsation plasma ω_P, celle-ci apparaît donc comme une pulsation de coupure basse.

Aspect énergétique ✍ Garing p154 On rappelle que dans ce cas, $k = -ik_2$. En prenant toujours un champ électrique de la forme : $\underline{\vec{E}}(z,t) = E_0 \exp i(\omega t - kz)\vec{u}_x = E_0 \exp(-k_2 z) \exp i(\omega t)\vec{u}_x$, le champ magnétique s'écrit :

$$\underline{\overrightarrow{B}}(z,t) = -i\frac{k_2}{\omega} E_0 \exp(-k_2 z) \exp(i\omega t)\vec{u}_y$$

Les champs réels sont donc :

$$\vec{E}(z,t) = E_0 \exp(-k_2 z)\cos(\omega t)\vec{u}_x \text{ et } \vec{B}(z,t) = \frac{k_2}{\omega} E_0 \exp(-k_2 z)\sin(\omega t)\vec{u}_y$$

Le champ électrique et le champ magnétique sont en quadrature de phase, la valeur moyenne du vecteur de Poynting est donc nulle. Remarque Le calcul de la valeur moyenne du vecteur de Poynting à partir des représentations complexes des champs donne :

$$\langle \vec{\Pi} \rangle = \frac{1}{2} \mathrm{Re}\left(\vec{E} \wedge \frac{\vec{B}^*}{\mu_0} \right) = \overrightarrow{0}$$

Une onde électromagnétique de fréquence inférieure à $f_P = \frac{\omega_P}{2\pi}$ arrivant sur un plasma ne lui transmet pas d'énergie.

Il y a deux possibilités : soit l'onde cède de l'énergie au milieu (absorption), soit elle est en fait réfléchie. Ici on remarque que E et j sont en quadrature, et en moyenne $\langle \vec{j} \cdot \vec{E} \rangle = 0$: il n'y a pas d'énergie transmise aux particules, ce qui signifie que l'onde est réfléchie intégralement *$\vec{k}'$ et $\vec{k}''$ sont orthogonaux ?*. Toute l'énergie de l'onde est réfléchie. Le plasma se comporte comme un miroir.

Application : ionosphère et communication L'ionosphère est la couche de l'atmosphère située à plus de 50km d'altitude. Elle peut être considérée comme un plasma de densité $n_0 = 10^{10}$ électrons par mètre-cube. La pulsation plasma de l'ionosphère est donc égale à $\omega_P = 5,64 \times 10^6$ rad.s $^{-1}$, ce qui correspond à une fréquence $f_P = 900$ kHz. Les ondes électromagnétiques de fréquence inférieure à 900 kHz ne se propagent donc pas dans l'ionosphère. Les communications entre un satellite et le sol se font à des fréquences de quelques centaines de mégahertz, ce qui correspond bien à des fréquences pouvant se propager dans l'ionosphère. En revanche, la première liaison radio transatlantique fut réalisée par Marconi en 1901 en utilisant des ondes de fréquence égale à quelques centaines de kilohertz. Pour ces ondes, le sol et l'ionosphère se comportent comme des miroirs et, par réflexions multiples entre les deux, l'onde peut être reçue à plusieurs milliers de kilomètres de l'endroit d'où elle est émise.

Fréquence de coupure On revient à la ionosphère terrestre. On avait dit que la densité d'électrons est comprise entre $10^{10} m^{-3}$ et $10^{12} m^{-3}$, d'où une fréquence de coupure comprise entre $\omega_p/(2\pi) = 900kHz$ et $9MHz$.

Communications par réflexion successives Pour communiquer avec des satellites, on utilise des ondes au MHz. Pour communiquer avec un autre endroit de la Terre, on utilise des ondes à quelques centaines de kHz, car les réflexions successives entre l'ionosphère et la Terre permettent de s'affranchir de l'horizon optique [schéma]. On peut ainsi effectuer une propagation sur 600km à 4000km *la distance parcourue par saut dépend de l'onde incidente. L'indice optique diminue avec la densité (loi de Gladstone) donc avec l'altitude. Les rayons sont en réalité courbés, concaves.*. C'est ainsi qu'à été réalisée la première ligne radio transatlantique par Marconi en 1901. C'est d'ailleurs comme ceci que la ionosphère a été découverte. Les radios grandes ondes (f = 200 kHz, par exemple RTL) peuvent se réfléchir sur l'ionosphère et donc parcourir de grandes distances, alors que les ondes courtes (f = 10 MHz, comme Radio France) ne peuvent pas car elles traversent l'ionosphère.

Mesure de l'altitude de la ionosphère On peut étudier la ionosphère en envoyant des OPPH à la verticale : à bas ω, l'onde est réfléchie et revient, et en augmentant ω on fini par atteindre ω_p et l'onde ne revient plus. On en déduit n_e, et l'altitude à l'aide du temps d'aller-retour.

Coupure des communications à la réentrée Lorsqu'un vaisseau spatial entre dans l'atmosphère, il se forme à l'avant une onde de choc qui chauffe le gaz et le comprime. Ainsi, la pulsation de coupure augmente, et de moins en moins d'ondes peuvent passer. Il en résulte une coupure des communications avec Houston, comme dans les films.

Communications GPS et corrections pour l'ionosphère ✍ La physique en applications, Carpentier. Un récepteur GPS reçoit le signal de stallites. La traversée de l'ionosphère, de composition variable (jour/nuit), induit un retard. Le satellite envoie en fait deux signaux identiques (deux mêmes enveloppes), de fréquences porteuses différentes : 1228 et 1575MHz. Le récepteur peut calculer le retard entre ces deux signaux, et en déduire le délai lié à la ionosphère.

Application : couleur des métaux ✍ *Optical Properties of solids*, **Fox** (Oxford) lien du pdf http://www.phy.pku.edu.cn/~gwlyu/images/markfox.pdf, Simon (Oxford). Avec le modèle de Drude, on peut interpréter ici l'aspect brillant des métaux. On peut attribuer leur caractère brillant au fait qu'ils réfléchissent les pulsations $1/\tau \ll \omega \ll \omega_p$ où ω_p se trouve dans l'ultraviolet.

Dans le modèle classique, les métaux réfléchiraient les fréquences inférieures à ω_p, dont le rayonnement visible et auraient une apparence brillante. Cependant, des métaux comme l'or et le cuivre sont colorés. La couleur d'un métal est due à sa structure de bandes (sans tenir de l'oxyde en surface). Le paramètre important est la différence en énergie $\Delta E \equiv E_F - E_{nd}$ entre la bande nd, qui a une densité d'états très piquée vers E_{nd} (cf. schéma capturé) et le niveau

de Fermi, se situant au milieu de la bande $(n+1)s$. Pour le cuivre, ce sont les bandes $3d$ et $4s$ mises en jeu. Dans la zone classiquement réfléchissante $\omega < \omega_p$ des métaux, de telles transitions interbandes diminuent la réflexivité du métal aux longueurs d'ondes correspondant à $\lambda = hc/\Delta E$. Pour le cuivre, $\Delta E = 2$eV, ce qui lui donne sa couleur (complémentaire de celle absorbée) rouge. Pour l'argent $\Delta E = 4$eV correspond à l'ultraviolet : d'où son caractère réfléchissant dans le visible et son utilisation en tant que miroir.

Plasmons Dans un métal, on peut observer des oscillations de charge ($\rho \neq 0$) à la pulsation plasma. Un modèle simple (✍ Aschcroft p23) en rend compte : dans le référentiel des cations du métal, le gaz d'électrons peut osciller collectivement, ce qui crée des charges surfaciques, équivalentes à un condensateur. Une force de rappel due à l'action du champ électrique du condensateur équivalent sur les électrons apparait et est proportionnelle à l'amplitude de l'oscillation d. On tombe sur l'équation d'un oscillateur harmonique de pulsation ω_p. On a observé l'existence de plasmons en envoyant des électrons sur des cibles de film métallique. Les électrons perdaient de l'énergie sous forme de multiples de $\hbar\omega_p$.

Cages de Faraday Outre la fabrication de miroirs, le très fort pouvoir réfléchissant des métaux peut être utilisé pour réaliser des cages de Faraday, empêchant la propagation d'ondes électromagnétiques dans une certaine région de l'espace : l'enceinte métallique d'un four à micro-onde permet ainsi le confinement du rayonnement à l'intérieur de l'enceinte, et donc de cuire efficacement (le plat, et non l'utilisateur). Les fréquences utilisées sont d'environ 2Ghz, ce qui se situe bien dans le régime de réflexion quasi-totale des métaux usuels. Ce genre de système peut être utilisé pour confiner toutes sortes de radiations de fréquences inférieures à la fréquence plasma, où à l'inverse pour isoler un système d'éventuelles rayonnements venant de l'extérieur. Pour des fréquences supérieures à la fréquence plasma, il est nécessaire d'augmenter l'épaisseur du conducteur, qui doit rester grande devant l'épaisseur de peau (qui augmente en ω dans le régime $\omega \gg \omega_p$, c'est donc vite irréalisable aux très hautes fréquences).

Alliages Faire un alliage introduit des défauts. Donc le temps τ de collisions diminue et la conductivité diminue. Ex : fonte/acier = fer + carbone (quelques %), bronze = cuivre + étain, laiton = cuivre + zinc.

Conclusion

Montrer le tableau de Jérémy Neveu, adapté. **Ouverture :** Diffraction rayons X sur un cristal.

Compléments/Questions

Passage

Plan

Questions

- Loi d'Ohm $j(\omega) = \sigma(\omega)E(\omega)$ quel est le lien avec la même relation en temporel ? On retrouve $j(t) = \sigma E(t)$ avec l'hypothèse que σ est indépendant de ω. C'est le cas à $\omega << 1/\tau$.
- Limites du modèle de Drude ? Les collisions sont en faits des interactions avec les phonons.
- Un conducteur parfait c'est un supraconducteur ? Un supraconducteur est un conducteur parfait mais avec l'effet Meissner...
- Vérifier que dans le modèle de Drude la vitesse des électrons est très petite devant c ? l/τ. En fait il faudrait utiliser la vitesse de Fermi $\sim 0.01c$.
- On trouve une vitesse de 1/3 de c dans un câble coaxial vs 0.01 c des électrons dans un métal ? Dans le premier c'est une propgation guidée d'une onde électromagnétique dans un diélectrique. Le deuxième c'est la vitesse des électrons dans un métal.
- Comment faire le lien entre propagation des électrons et propagation du champ électromagnétique ? La loi d'Ohm les reli : $j = \sigma E$ donc j vérifie l'équation de propagation.
- Pourquoi c'est embêtant de faire circuler du courant dans une petite portion de fil ? Puissance dissipée plus grande, le fil va chauffer beaucoup et être détruit. Il faudrait donner des ordres de grandeur du courant acceptable / m^2 et donc des fréquences de travail acceptable.

- Pourquoi il y a des métaux où on ne voit pas notre reflet ? Ca dépend du polissage de la surface. Il faut que la taille des rugosités soit grande devant la longueur d'onde (diffusion).
- Pourquoi les ondes du micro onde ne sont pas transmises, alors qu'on peut voir à travers ? Le grillage (de pas a) sur la vitre du micro onde bloque les ondes du micro onde ($a < mm$) mais pas les ondes du visible ($a > 0.1\mu m$).
- L'épaisseur de peau en $\sigma \propto 1/\sqrt{\omega}$ fait penser à (plus ça oscille vite plus ça marche bien) ? Phénomène inductif.
- Intérêt d'un câble coaxial par rapport à un fil de cuivre ? Plus de puissance ?
- Vous avez parlé de la couleur des métaux. Votre modèle marche t'il pour l'aluminium ? Le cuivre ? L'or ? Dans le cas où ça ne marche pas (cf Ashcroft), que faut-il prendre en compte en plus ou changer dans le modèle ?
- Que représente tau dans le modèle de Drude ? Et dans le modèle de Sommerfeld ?
- Dans le cas ou le modèle de Drude ne marche pas, que faut-il prendre en compte/changer ? (cf leçon conduction électrique dans les métaux)
- Comment expliquer à un élève de prépa la couleur des métaux ?
- Quelles sont les similitudes et différences entre les propriétés conductrices et diélectriques d'un milieu ?
- Comment les propriétés changent lorsqu'on a à faire à un alliage de métaux ? Citer des alliages de métaux.
- Y'a t-il tout le temps électroneutralité dans un milieu conducteur ? Que se passe t-il à la pulsation plasma ?

Commentaires

- Il faut savoir exprimer le facteur de réflexion sur un métal.
- Il faut mettre un Bilan énergétique, vecteur de Poynting ?
- On peut mettre Drude en prérequis (mécanisme de la conduction...)
- Il y a deux façons de présenter le modèle de Drude. Soit on considère un unique électron qui subit des chocs avec les phonons et les impuretés du réseau, et on modélise alors l'ensemble de ses chocs au cours du temps par une force moyenne qui est un frottement visqueux. Soit on considère une particule fluide d'électrons qui subit une force de frottement. Dans les deux cas, la justification de la forme du terme de frottement est problématique, et quitte à mettre les choses sous le tapis, peut être mieux vaut-il faire un bilan sur un seul électron en admettant l'expression de la force de frottement. La vision en terme de particule de fluide peut amener des questions délicates mais permet cependant d'expliciter le fait que la vitesse considérée est un moyenne sur un ensemble d'électrons.
- Une discussion sur l'interprétation de cet effet de peau en terme d'induction aurait été appréciable. Cela permet d'expliquer qualitativement pourquoi l'onde s'atténue et pourquoi δ est plus faible quand la fréquence augmente. Une interprétation inductive simple de l'effet de peau est présenté dans le Feynmann Électromagnétisme 1.
- Ne pas parler du modèle du métal parfait est un choix qui peut se défendre. Cela dit, étant donné que $\sigma_0 = 10^8$ pour la plupart des métaux usuels, ce modèle est tout à fait pertinent. On a parfois pas besoin de décrire l'onde entrant dans le matériau et on se contente simplement de dire que le champ est nul à l'intérieur. On peut calculer le courant surfacique créé par la réflexion d'une OEM et ensuite expliquer le principe d'un polariseur.
- Une onde évanescente est une onde dont le vecteur d'onde est imaginaire pur. Une onde avec un vecteur d'onde complexe est une onde pseudo-progressive. Toujours sur la terminologie des ondes, l'absorption signifie que l'onde cède de l'énergie au milieu alors que l'atténuation signifie que l'amplitude de l'onde diminue, mais l'onde ne cède pas forcément de l'énergie au milieu, l'atténuation peut être géométrique (cas d'une onde sphérique).
- Concernant la couleur des métaux : Lorsqu'une onde monochromatique arrive à une interface vide-métal, on peut séparer les différentes interactions qui ont lieu en deux parties : la réflexion de surface et la réflexion de volume. En surface, les électrons absorbent l'onde et la ré-émettent à la même fréquence. En volume l'onde est absorbée et ré-émise de nombreuses fois, elle est finalement convertie en chaleur. Comme la plupart des métaux sont des bons conducteurs, la réflexion de surface domine, et en faisant l'approximation que toutes les fréquences sont résonantes, le métal renvoi toutes les longueurs d'ondes. Sauf une faible partie qui est absorbée en volume, le métal apparaît alors gris. Pour certains métaux, on ne peut pas faire l'approximation que toutes les longueurs d'ondes sont pareillement absorbées. Par exemple, l'or possède un maximum d'absorption dans le jaune-rouge. Ce qui fait que en réflexion, l'or apparaît de cette couleur, mais en transmission, une fine couche d'or apparaîtrait vert-bleu.

- Peut on avoir un effet diélectrique (polarisation) dans un conducteur ? Préciser les ordres de grandeurs (densité de charges libres/liées)
- On trouve un ODG du coeffi- cient de réfléxion en énergie d'un miroir dans le visible de l'ordre de 97%. Comment fait-on pour obtenir 99,99% ?

facteur 1/2 jE fil électrique, effet de peau joue uù ? conducteur parfait ?