Ondes électromagnétiques dans les milieux conducteurs

Niveau

Commentaires du jury

- 2017 : Les analogies et différences observées entre les différents milieux étudiés méritent d'être clairement soulignées. Il est intéressant d'évoquer les aspects énergétiques.
- 2015 : Cette leçon ne doit pas se réduire à la présentation exclusive du modèle de Drude. Les métaux ne sont pas les seuls milieux conducteurs.
- 2014 : Cette leçon ne doit pas être confondue avec la leçon 47 [qui était Mécanismes de la conduction électrique dans les solides.]. Jusqu'en 2013, le titre était : Effet de peau. Comportement d'une onde électromagnétique à la surface d'un conducteur.
- 2010 : Il faut s'interroger sur la dépendance en fréquence de la conductivité. L'étude peut également être menée en haute fréquence. Jusqu'en 2003, le titre était : Effet de peau. Réflexion des ondes électromagnétiques planes à la surface d'un milieu conducteur.
- 2001 : Il faut bien caractériser le métal parfait comme limite du métal réel.
- 1997 : 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.

Bibliographie

—

pré-requis

- Equations de Maxwell
- Modèle de Drude ?

Expériences

—

Table des matières

1 Cadre de la conduction **2**
1.1 Modèle de Drude et loi d'Ohm locale 2
1.2 Electroneutralité 2
1.3 ARQS 3

2 Etude des basses fréquences : les métaux **4**
2.1 Equations de Mawxell et propagation 4
2.2 Effet de peau 4
2.3 Conséquences 5
2.4 Modèle de conducteur parfait 6

3 Propagation à hautes fréquences : comportement plasma **6**
3.1 Mise en équations et relation de dispersion 6
3.2 Transparence 6
3.3 Réflexion 7

Introduction

Nous avons jusqu'à présent étudié les ondes électromagnétiques dans le vide. Nous avons trouvé qu'elles vérifiaient l'équation de D'Alembert et nous les avons caractériser. Cependant, ce n'est pas suffisant pour caractériser les ondes électromagnétque qui nous entourent qui sont pourtant très utilise (conduction électrique, four micro ondes). Nous allons aujourd'hui nous intéresser aux ondes dans les milieux conducteurs.

Conducteur : On dit qu'un milieu est conducteur quand les électrons peuvent s'y déplacer 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

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 Cadre de la conduction

1.1 Modèle de Drude et loi d'Ohm locale

On suppose le modèle de Drude déja connu et on rappelle :

Hypothèses

— Les électrons de conduction sont fournis par chaque atome et dé localisés à l'échelle du métal. Les ions positifs du réseau sont fixes.

— Pas d'interaction longue portée entre cations et électrons. L'influence du réseau de cations est traduite par une force de frottement fluide (mais ce sont surtout les phonons et les impuretés qui interagissent avec les électrons).

— Pas de champ magnétique externe.

— électrons non relativistes.

— On a fait l'hypothèse que $\mathbf{\vec{E}}$ est uniforme à l'échelle d'un volume mésoscopique d'électrons sinon, il faut considérer une théorie non locale. Cela se traduit par la condition $\lambda \ll l_p \simeq 10^{-8}m$ où l_p est le libre parcours moyen d'un électron.

Conductivité en RSF : A pulsation fixée,

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

Cette relation est une équation constitutive du milieu. Elle permet de fermer les équations de Maxwell (Maxwell = 6 equations, cons. de la charge = 1 et E, B,j,ρ sont 10 inconnues).

ODG : $\tau \approx 1 \times 10^{-14}\,\mathrm{s}$. On l'interpète comme le temps moyen entre 2 chocs sur le réseau de cations. $n \approx 1 \times 10^{29}\,\mathrm{m^{-3}}$, $\sigma_0 \approx 6 \times 10^7\,\mathrm{S/m}$. Semi conducteur : $n \approx 1 \times 10^{23}\,\mathrm{m^{-3}}$, $\sigma_0 \approx 10^{-6}$ à $1 \times 10^4\,\mathrm{S/m}$.

Hautes fréquences : Lorsque $\omega \gg 1/\tau$, la loi d'Ohm locale prend la forme de celle rencontrée dans les plasmas dilués.

Conductivité complexe : $\vec{j}$ et $\vec{E}$ sont déphasés : lorsque le champ varie trop rapidement, c'est comme si les électrons avaient une certaine inertie et se déplaçaient avec un certain retard.

1.2 Electroneutralité

On considère un conducteur neutre initialement. On suppose qu'à $t = 0$ il y a une perturbation : $\rho(M) \neq \rho_0$. On a donc un excès local de charge (mais globalement on est toujours neutre). La question est de savoir au bout de combien de temps, le conducteur retrouve sa neutralité locale.

La conservation de la charge s'écrit :

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

On utilise l'équation de Maxwell gauss et la loi d'ohm locale (tout en régime sinusoïdale forcé)

$$\boldsymbol{\nabla} \cdot \vec{\mathbf{j}} = \sigma \boldsymbol{\nabla} \cdot \vec{\mathbf{E}} = \frac{\sigma}{\epsilon_0 \epsilon_r} \rho$$

On peut donc réécrire :

$$i\omega\rho + \frac{\sigma_0}{1 + i\omega_\tau} \frac{\rho}{\epsilon_0 \epsilon_r} = 0$$

Calcule...

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} + \frac{1}{\tau} + \omega_p^2 \rho = 0 \quad \text{avec} \quad \omega_p^2 = \frac{ne^2}{m\epsilon_0 \epsilon_r}$$

C'est l'équation d'un oscilateur harmonique amorti.

Cas d'une perturbation : $\omega_p \simeq 10^16$ et $Q = \omega_p/\tau \simeq 100$. Un métal relaxe vers l'électroneutralité en un temps caractéristique de $\tau \simeq 10^{-14}$s, après un régime pseudo pérodique.

La pulsation plasma ω_p 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.

Cas d'une onde sur le conducteur Si une onde arrive sur le conducteur la linéarité des équation entraîne une oscillation de ρ à la pulsation ω, on veux savoir si l'amplitude des ses oscillation sera non nulle. En complexe on a :

$$(\omega_p^2 - \omega^2 + i\omega/\tau)\rho = 0$$

$\rho = 0$ est solution sauf si l'autre terme s'annule.

Bilan : Ne faire que le cas d'une relaxation.
- Si une perturbation locale de charge préexiste dans le milieu, le métal revient à l'équilibre en un temps τ.
- 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 sont transverses. On va utiliser $\boldsymbol{\nabla} \cdot E = 0$ par la suite, c'est important de le rappeler.
- à $\omega = \omega_p$, des ondes de plasma (plasmons) peuvent se propager dans le métal (que l'on étudiera pas)

1.3 ARQS

poly d'électromagnétisme dans le vide, Jeremy, p. 72.

Dans le cadre du modèle de Drude, on suppose que $\vec{E}$ est uniforme à l'échelle mésoscopique, ou entre 2 chocs : il faut pouvoir négliger le temps de propagation du champ EM à l'échelle du système. On va essayer de déterminer la pulsation limite pour laquelle l'ARQS est valable. Dans un conducteur, les charges dominent donc on va se placer dans l'ARQS magnétique.

On veut trouver une condition sur la pulsation pour que :

$$\left|\sigma(\omega)\vec{E}\right| \gg \left|\epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}\right|$$

Ce qui donne

$$\frac{\sigma_0}{|1 + i\omega\tau|} \gg \omega\epsilon_0$$

A la limite, on passe tout au carré et on obtient une équation bicarrée. On sait résoudre cette équation mais on peut court-circuiter : on cherche des solutions $\omega \gg 1/\tau$, qui devraient être proches des solutions de l'équation. Ca revient à négliger le terme en ω^2 dans l'équation et ne garder que le ω^4.

On obtient :

$$\omega \ll \sqrt{\frac{\sigma_0}{\epsilon_0 \tau}} = \omega_p$$

Ainsi, le régime d'ARQS est valable si $\omega \ll \omega_p \approx 10^{16}$ rad/s.

Bilan : On distingue 3 gammes de fréquences dans lequel le conducteur se comporte différemment.

- Cas où $\omega \ll 10^{14}$ rad.s^{-1} : l'électroneutralité et l'ARQS est vérifié donc on a $\rho = 0$ ainsi que le courant de déplacement négligeable.
- Cas où $\omega \in [10^{14}$ rad.s^{-1} ; 10^{16} rad.s$^{-1}]$: L'électroneutralité n'est pas vérifiée de sorte que l'équation de Maxwell-Gauss ne peut être simplifié. L'hypothèse de l'ARQS peut théoriquement être proposé. On notera cependant que la bande de fréquence de ce domaine est très réduit.
- Cas où $\omega \gg 10^{16}$ rad.s^{-1} : Dans ce régime, ni l'ARQS ni l'électroneutralité ne sont permises. Aucune simplification dans équations de Maxwell sont possible.

FIGURE 1 – *Poly de Jeremy.*

2 Etude des basses fréquences : les métaux

On se place dans le domaine ou l'électroneutralité et l'ARQS sont simultanément valables. Alors $\vec{j}(\vec{r},\omega) = \sigma_0 \vec{E}(\vec{r},\omega)$. En particulier, σ_0 ne dépend pas de la fréquence : il y a proportionnalité entre $\vec{j}$ et $\vec{E}$ dans l'espace temporel :

$$\vec{j}(\vec{r},t) = \sigma_0 \vec{E}(\vec{r},t)$$

2.1 Equations de Mawxell et propagation

On utilise la fameuse relation :

$$\nabla \times \left(\nabla \times \vec{\mathbf{B}}\right) = \nabla\left(\nabla \cdot \vec{\mathbf{B}}\right) - \Delta\vec{\mathbf{B}}$$

On en déduit :

$$\mu_0 \sigma \nabla \times E = -\mu_0 \sigma \frac{\partial \vec{\mathbf{B}}}{\partial t} = -\Delta \vec{\mathbf{B}}$$

On a donc l'équation :

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

C'est une équation de diffusion, et non plus une équation de D'Alembert. On peut ainis interpréter $\frac{1}{\mu_0 \sigma} = D$ comme un coefficient de diffusion : $D \simeq 1.3 \times 10^{-2} m^2/s$

On a la relation de dispersion suivante : $k^2 = -i\mu_0 \sigma \omega$

Le champ électrique suit la même équation de propagation : $\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j} = \mu_0 \gamma \vec{E}$ donc il suffit de prendre le $\nabla \times$ de l'équation sur $\vec{B}$ et de commuter rotationnel et laplacien.

2.2 Effet de peau

Hprepa Ondes p. 216

on considère une OPPH polarisée rectilignement :

$$\vec{E} = E_0 \vec{e_x} e^{i(\omega t - kz)}$$

avec $k \in C$.

On calcule k à partir de la relation de dispersion :

$$k = \pm \frac{1+i}{\delta}$$

Avec

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

δ est appelée épaisseur de peau et est la distance caractéristique de pénétration du champ dans le métal. La forme de l'onde est alors :

$$\vec{E} = \vec{E_0} e^{i(\omega t - z/\delta)} e^{-z/\delta}$$

Si on considère une onde se propageant selon les z croissants. On choisit le signe de manière à éviter la divergence qui n'est pas physique.

ODG : dans le cuivre à 100 kHz, $\delta = 0.2$mm.
Vitesses de phase et de groupe :

$$v_\phi = \frac{\omega}{k} = \sqrt{\frac{2\omega}{\mu_0\gamma_0}} \quad \text{et} \quad v_g = \frac{\mathrm{d}w}{\mathrm{d}k'} = 2\sqrt{\frac{2\omega}{\mu_0\gamma_0}}$$

Le milieu est dispersif (vitesse de phase) donc un paquet d'onde s'y propage en se déformant. Le milieu est également absorbant (lié à k'').
Champ magnétique : à partir de l'équation de Maxwell-Faraday en complexe.

$$\vec{B} = \frac{1-i}{\omega\delta} E_0 e^{-z/\delta} e^{i(\omega t - z/\delta)} \vec{e_y}$$

Puis les champs réels :

$$\vec{E_r} = E_0 e^{-z/\delta} \cos(\omega t - z/\delta) \vec{e_x}$$
$$\vec{B_r} = \sqrt{2}\frac{E_0}{\omega\delta} e^{-z/\delta} \cos(\omega t - z/\delta - \pi/4) \vec{e_y}$$

Notons que l'onde n'est pas évanescente car les direction d'atténuation et de propagation sont les mêmes.
Bonus : on peut exprimer la densité volumique de courant et remonter aux pertes par effet Joule.
Code python

2.3 Conséquences

Onde électromagnétique dans un fil de cuivre : On considère un fil de cuivre de diamètre $a = 0.5\,$mm, $\sigma_0 = 6 \times 10^7 S/m$. Le courant électrique ne circule que dans la partie du câble où le champ électrique est non-nul,
— $f = 50Hz \implies \delta = 9.2mm \gg a$ l'effet de peau n'est pas notable
— $f = 100kHz \quad implies \quad \delta = 0.2mm$ On est à la limite
— $f = 100MHz \quad implies \quad \delta = 6.5 \times 10^{-6}m$ Le courant circule sur une très faible épaisseur de fil
Comme la section efficace sur laquelle le courant passe est réduite, la résistance augmente : $S' = 2\pi a\delta \ll S = \pi a^2$. On a donc $R' = \frac{L}{\sigma_0 S'}$
L'effet de peau augmente la résistance d'un fil à haute fréquence, à courant fixe, l'effet Joule aussi ap pelé pertes cuivresest 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.
Isolation des parois d'un micro-onde. Dans un micro-onde, les ondes utilisées ont une fréquence de l'ordre de $f = 10^5 Hz$, d'où $\delta = 10\mu m$. En pratique, les parois métalliques du micro-onde sont donc largement assezépaisses pour isoler l'extérieur de l'appareil. Seul problème, la paroi vitrée qui n'est pas métallique et pour laquelle l'effetde peau n'existe pas. L'isolation de cette paroi est réalisée avec un grillage métallique aux mailles suffisament fines pour stopper les ondes EM (cage de Faraday)
Aspect énergétique : 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 :

$$< \vec{\mathbf{\Pi}} > = \frac{1}{2\mu_0} Re(\vec{\mathbf{E}} \times \vec{\mathbf{B}}^*) = \frac{E_0^2}{2\mu_0\omega\delta} \exp\left(-\frac{2z}{\delta}\right) \vec{\mathbf{u}}_z$$

La puissance moyenne transporté par l'onde s'atténue sur une distance $\delta/2$ Cette puissance est transféré au charge du milieux et dissipé par effet joule. On peut le montrer avec le théorème de Poynting car $< E^2 >$ et $< B^2 >$ ne varient pas dans le temps. Mais plus explicitement :

$$P_J = \vec{\mathbf{j}}\vec{\mathbf{E}} = \sigma_0 E^2 \quad \implies \quad < P_J > = \frac{\sigma_0 E_0^2}{2} \exp\left(-2\frac{z}{\delta}\right)$$

On a bien $\boldsymbol{\nabla}\cdot < \vec{\mathbf{\Pi}} > = - < P_J >$
Application : couleur des métaux : Optical Properties of solids,Fox(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$\omega_p$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 compte de l'oxyde en surface). Le paramètre important est la différence en énergie $\Delta E = E_F E_{nd}$ entre la bande nd, qui a une densité d'états très piquée vers E_{nd} 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 rééfléchissante $\omega < \omega_p$ des métaux, de telles transitions interbandes diminuent la réflexivité du métal aux longueurs d'ondes correspondant à $\lambda = hc/\Delta E$. Pour le cuivre,$\Delta E = 2eV$, ce qui lui donne sa couleur (complémentaire de celle absorbée) rouge. Pour l'argent $\Delta E = 4eV$ correspond à l'ultraviolet : d'où son caractère réfléchissant dans le visible et son utilisation en tant que miroir.

2.4 Modèle de conducteur parfait

Hprepa onde page 217 Dans le modèle du conducteur parfait on considère que

$$\sigma_0 \to \infty$$

. De cette manière, $\delta \to 0$ De plus si on regarde l'expression de l'énergie transmisse au conducteur, comme elle ne peut pas tendre vers l'infinie, cela impose que E **tende vers 0**.

Enfin avec Maxwell Faraday on se rends compte que seul un champ magnétique statique peut exister dans le conducteur parfait. En régime variable, tout est nulle dans le conducteur parfait : E, B et j, ρ volumique. Les charges et les courants ne peuvent être que surfacique.

Pertinence : pour le cuivre, à une fréquence d'un GHz on a une épaisseur de peau de l'ordre du micro mètre : une onde électromagnétique ne pénètre quasiment pas au sein d'un matériau métallique, très bon conducteur. Ainsi pour simplifié les calculs, il peut être pertinent dans l'étude des réflexion de considérer un métal parfait, avec donc une épaisseur de peau nulle.

Conditions aux limites :

$$\vec{\mathbf{E}}_2 - \vec{\mathbf{E}}_1 = \frac{\sigma}{\epsilon_0}\vec{\mathbf{n}}_{12} \quad \text{et} \quad \vec{\mathbf{B}}_2 - \vec{\mathbf{B}}_1 = \mu_0 \vec{\mathbf{j}}_s \times \vec{\mathbf{n}}_{12}$$

Les courants surfaciques modélisent ce qu'il se passe dans la couche superficielle ou le champ pénètre.

On en déduit que les composantes tangentielles du champ électrique et la composante normale du champ magnétique, continues à la traversée de l'interface air/métal, sont nulles. Ceci permet le guidage d'onde.

3 Propagation à hautes fréquences : comportement plasma

On se place maintenant dans le cas $\omega \gg \omega_p$. On est hors de l'ARDS et la conductivité est imaginaire pure dans le domaine de Fourier.

Quelle différence avec les plasmas ? Dans les métaux, il y a de l'absorption sur de longues distances.

3.1 Mise en équations et relation de dispersion

On fait comme la première fois... ou on saute le calcul. La structure de l'onde est plane car $\rho = 0$.

Pour les résutats, voir LP 26, propagation avec dispersion. On obtient l'équation de dispersion de Klein Gordon, avec plusieurs cas.

— $\omega < \omega_p$: absorption

— $\omega > \omega_p$: pas d'absorption, mais dispersion.

3.2 Transparence

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

Il y a propagation sans absorption (ca reste une approximation en vrai yen a un peu dans les métaux).

Analyse en terme d'énergie : $\vec{j}$ et $\vec{E}$ sont en quadrature de phase donc la puissance moyenne cédée aux porteurs de charge est nulle. Le milieu est transparent.

Très hautes fréquences : on se rapproche de la relation de dispersion de d'Alembert. Cela s'interprète en disant que les variations du champ sont trop rapides pour que les électrons puissent réagir. L'onde ne voit pas le milieu.

Vitesse de phase, viteses de groupe : LP26
Aspect énergétique : en bonus, l'énergie est propagée à la vitesse de groupe.
Voir à travers les métaux : c'est possible avec des rayons X : $f \approx 10^{18} - 10^{20}$ Hz.
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 en ω^2 pour $\omega > \omega_p$, mais reste très faible (pour le cuivre, à $\omega = 2\omega_p$, on a $\delta = 40m$. 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 $\omega = 2\omega_p$ $R = 0.5\%$
Prise en compte de la dispersion pour les radars dans l'ionosphère ?

3.3 Réflexion

Ici on sort des métaux : on n'est plus à haute fréquence, donc on ne peut pas forcément négliger la dispersion.

$$k = \frac{\sqrt{\omega_p^2 - \omega^2}}{c} = \frac{1}{\delta}$$

On regarde la forme de l'onde : elle ne se propage pas. On choisit les solutions dont l'amplitude ne diverge pas.

$$\vec{E} = E_0 e^{-z/\delta} \cos(\omega t + \phi)\vec{e_x}$$

pour une PR selon $\vec{e_x}$.
Champ magnétique : A calculer avec l'équation de Maxwell Faraday, à partir du champ électrique complexe. On arrive à : $\vec{B}(z,t) = \frac{k}{\omega} E_0 e^{-k_2 z} \sin(\omega t)\vec{e_y}$.
Aspects énergétiques : champs magnétique et électrique sont en quadrature de phase, donc le vecteur de Poynting est nul en moyenne. Aucune énergie n'est propagée. L'onde est donc réfléchie, c'est cohérent avec le fait que $\vec{j}$ et $\vec{E}$ soient en quadrature de phase aussi, la puissance dissipée est nulle en moyenne.
En résumé : à $\omega < \omega_p$, le plasma/le métal se comporte comme un miroir.
Application : ionosphère et télécommunications : LP26, ODG, réflexions successives, mesure de l'altitude de l'ionosphère.
Bonus : coefficients de réflexion, de transmission.

Conclusion

$\omega < \omega_{EN}$	$\omega > \omega_{EN}$ et $\omega < \omega_p$	$\omega > \omega_p$
Électroneutralité et ARQS	Pas d'électroneutralité, ARQS	Pas d'électroneutralité, pas d'ARQS
$div(\vec{E}) = 0$	$div(\vec{E}) \neq 0$	$div(\vec{E}) \neq 0$
$\overrightarrow{j(t)} \simeq \gamma_0 \overrightarrow{E(t)}$	$\overrightarrow{j(\omega)} \simeq \frac{\gamma_0}{i\omega\tau}\vec{E}$	$\overrightarrow{j(\omega)} \simeq \frac{\gamma_0}{i\omega\tau}\vec{E}$
$rot(\vec{B}) \simeq \mu_0 \vec{j}$	$rot(\vec{B}) \simeq \mu_0 \vec{j}$	$rot(\vec{B}) = \mu_0 \vec{j} + \mu_0\epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$
$\triangle \vec{E} = \mu_0\gamma_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$	Pour les ondes transverses :$\triangle \vec{E} = \frac{\omega_p^2}{c^2}\vec{E}$	Pour les ondes transverses : $\triangle \vec{E} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{\omega_p^2}{c^2}\vec{E}$
Propagation avec absorption	Pas de propagation	Propagation sans absorption et avec dispersion

FIGURE 2 – *Tableau du à S. Paulin et G.Pillet.*

On a parlé des métaux, mais aussi des plasmas. Le régime de fonctionnement dépend beaucoup de la fréquence utilisée (existence ou non de dissipation, de dispersion).
La phénoménologie développée ici est différente dans le cas des diélectriques.
Les métaux sont beaucoup utilisés pour leurs propriétés de conduction, mais aussi de réflexion dans certains cas.