

Faculté des Sciences Exactes et d'Informatique
Département de Physique.
Filière : Physique.

MEMOIRE DE FIN D'ETUDES
Pour l'Obtention du Diplôme de Master en Physique.
Option : **Physique des matériaux.**
Présenté par :
HAMDI CHERIF Maghnia

THEME :

**La réponse diélectrique des conducteurs aux ondes
électromagnétiques**

Soutenu le : 23 Juin 2022

Devant le jury composé de :

SENOUCI Khaled	Professeur	Université de Mostaganem	Président
ABBES CHAREF	MCA	Université de Mostaganem	Examineur
BOUTTOU Miloud	MAA	Université de Mostaganem	Encadrant

Année Universitaire 2021-2022

Dédicace

**Je dédie ce modeste travail :
à mes chers parents, ma famille ainsi que tous mes amis**

HAMDI CHERIF.M

REMERCIEMENTS

Je remercie ALLAH le tout-puissant de m'avoir donné le courage, la volonté et la patience de mener à terme ce présent travail.

*J'adresse mes vifs remerciements à mon Encadrant Monsieur **BOUATTOU Miloud** pour m'avoir constamment guidée tout le long de mon projet et pour les précieux conseils qu'il m'a donnés, pour sa serviabilité, sa disponibilité et ses conseils constructifs*

*Je tiens à remercier, le président de jury, le Professeur **SENOUCI Khalef** et l'examineur, Monsieur **ABBES Charef** Maître de conférence « B » pour l'honneur qu'ils m'ont fait en acceptant de juger ce travail.*

Je ne pourrais jamais oublier le soutien moral, l'aide et l'encouragement de ma famille et mon amies, en un mot merci pour leur amitié précieuses.

Enfin, je destine mes derniers remerciements à tous ceux qui m'ont aidée dans ce travail

LISTES DES FIGURES

FIGURE N°	TITRE DE LA FIGURE	PAGE
FIGURE I-1	Nature et propagation d'une onde électromagnétique	5
FIGURE I-2	Spectre électromagnétique	6
FIGURE I-3	Polarisation électronique	7
FIGURE I-4-a	Polarisation ionique	9
FIGURE I-4-b	Polarisation d'orientation	9
FIGURE II-1	Variation de ϵ' et ϵ'' en fonction de la pulsation ω	23
FIGURE II-2	Effet des fréquences sur l'amplitude des oscillations des électrons	24
FIGURE II-3	Variation de $\epsilon'(a)$ et $\epsilon''(b)$ en fonction de la pulsation ω de plusieurs métaux	24
FIGURE II-4	(a) Variation des parties réelle k' et imaginaire k'' du vecteur d'onde avec la fréquence dans le sodium (b) Variation de k' dans les six métaux	25
FIGURE II-5	Variation de la vitesse de phase avec la fréquence	27
FIGURE II-6	Variation de l'indice de réfraction n et de l'indice d'extinction K avec la fréquence dans le sodium	27
FIGURE II-7	Variation des vecteurs d'onde $k'(a)$ et $k''(b)$ en fonction de la pulsation ω dans le sodium ($\omega > \tau^{-1}$)	28
FIGURE II-8	Variation de l'indice de réfraction $n(a)$ et du coefficient d'extinction $k(b)$ en fonction de la pulsation ω dans les six métaux ($\omega > \tau^{-1}$)	29
FIGURE II-9	Variation des vecteurs d'onde $k'(a)$ et $k''(b)$ en fonction de pulsation ω dans les six métaux ($\omega > \tau^{-1}$)	29
FIGURE II-10	Variation du facteur de réflexion R et de transmission T en fonction de la pulsation ω dans le sodium ($\omega > \tau^{-1}$)	30
FIGURE II-11	Variation du facteur de réflexion R et de transmission T en fonction de pulsation ω dans les six métaux ($\omega > \tau^{-1}$)	31
FIGURE II-12	Variation de la vitesse de phase en fonction de la pulsation ω dans les six métaux ($\omega > \tau^{-1}$)	31
FIGURE II-13	Variation de la vitesse groupe en fonction de pulsation ω dans les six métaux ($\omega > \tau^{-1}$)	32
FIGURE II-14	Variation de la longueur d'onde λ de phase en fonction de la pulsation ω dans les six métaux ($\omega > \tau^{-1}$)	33
FIGURE II-15	Variation des deux parties réelle et imaginaire de la conductivité électrique en fonction de la pulsation ω dans le sodium ($\omega \ll \omega_p$)	34
FIGURE II-16	Variation des deux parties réelle (a) et imaginaire (b) de la conductivité électrique en fonction de la pulsation ω dans les six métaux ($\omega \ll \omega_p$)	34

LISTE DES TABLEAUX

TABLEAU N°	TITRE DU TABLEAU	PAGE
TABLEAU I-1	Conversion des fréquences en pulsations	6
TABLEAU II-1	Paramètres physiques des six métaux	22

SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE :	1
CHAPITRE I : ETUDE THEORIQUE :	4
I- Ondes électromagnétiques :	5
II- Spectre électromagnétique :	6
III- Constante diélectrique :	7
III-1- Définition :	7
III-2- Polarisation :	7
III-3- Aimantation:	10
III-4- Relations constitutives & Equation de Maxwell dans les milieux:	10
III-5- Modèle de Drude-Lorentz:	15
III-5-1- Hypothèses :	15
III-5-2- Conducteurs:	18
CHAPITRE II : RESULTATS & INTERPRETATIONS :	21
I- Introduction :	22
II- Permittivité électrique:	22
III- Conductivité électrique:	33
IV- Conclusion :	34
CONCLUSION GENERALE :	36
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES :	39

***INTRODUCTION
GENERALE***

Une onde électromagnétique véhicule naturellement un champ électrique et un champ magnétique. Lorsque cette onde rencontre un milieu différent du vide, les charges électriques présentes dans le milieu réagissent en produisant leurs propres champs (électrique et magnétique) qui, dans certaines situations, modifient les paramètres de cette onde. Cette réaction est provoquée par la mise en mouvement de ces charges dans le milieu. Ce mouvement s'effectue en réponse au champ électrique (polarisation) ou par la modification des dipôles magnétiques présents à l'intérieur du milieu sous l'effet du champ magnétique (aimantation).

L'objectif de ce travail consiste à étudier d'une part, le comportement des Ondes Electromagnétiques OEM lorsqu'elles rencontrent des milieux conducteurs en l'occurrence les métaux monovalents et d'autre part, la réponse de ces matériaux.

Cette étude nécessite l'utilisation des équations de Maxwell dans le milieu et les relations des différents paramètres qui y interviennent et plus particulièrement la permittivité relative.

L'étude portera sur le comportement de la permittivité complexe et les différents paramètres physiques associés, dans les domaines du spectre électromagnétique à savoir l'infrarouge, le visible et l'ultra-violet. Le modèle de Drude-Lorentz sera utilisé dans le cas général (charges liées) ensuite il sera appliqué aux conducteurs dans lesquels les charges sont des électrons libres. Il permet de rendre compte du phénomène de polarisation du milieu en étudiant le mouvement des électrons liés sous l'effet d'un champ électromagnétique extérieur. Ce modèle prend en considération les forces agissant sur un électron de masse « m » et de charge électrique « $-e$ ». Le résultat obtenu permettra d'établir les expressions de quelques paramètres physiques (indice de réfraction, coefficient de réflexion, coefficient d'absorption, épaisseur de peau, etc...) liés à la permittivité en fonction de la pulsation.

Notre travail consiste dans un premier temps à reprendre les théories qui ont permis d'établir les expressions littérales de la réponse diélectrique, et ses différents paramètres associés, dans des milieux différents du vide, aux ondes électromagnétiques. L'expression de la conductivité électrique complexe en fonction de la fréquence sera également introduite.

Le second chapitre sera consacré aux résultats et leurs interprétations dans six métaux monovalents. Le comportement de quelques paramètres liés à la réponse diélectrique sera traité en s'appuyant sur des courbes illustrant leur évolution avec la pulsation. Les résultats montreront que le comportement de l'onde électromagnétique varie selon le domaine de fréquence choisie : en dessous de pulsation plasma, c'est-à-dire dans les domaines de l'infrarouge et du visible, on assiste à un pouvoir réflecteur de la part de ces métaux, alors que dans le domaine de l'ultra-violet et de ce qui s'en suit, ces milieux s'avèrent insensibles à ce

type d'ondes et on observe donc une transmission totale de ces ondes. Un tel comportement s'identifie à celui du vide.

Nous terminerons ce modeste travail par une conclusion générale dans laquelle nous proposerons quelques perspectives susceptibles d'être envisagées.

CHAPITRE I
« ETUDE THEORIQUE »

I-ONDES ELECTROMAGNETIQUES

Une onde électromagnétique véhicule un champ électrique et un champ magnétique oscillant à la même fréquence. Ces deux champs, perpendiculaires l'un par rapport à l'autre se propagent dans un milieu selon une direction orthogonale (figure I-1).

Ces ondes se propagent à une vitesse qui dépend du milieu considéré. Dans le vide, la vitesse de propagation est égale à celle de la lumière $c=3.10^8 \text{ m.s}^{-1}$.

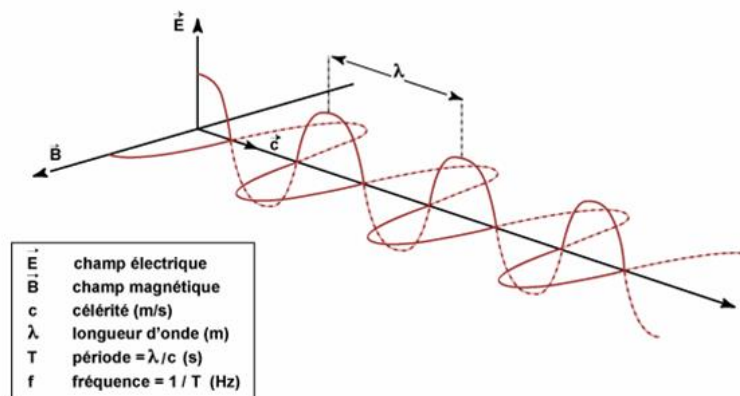


Figure I-1 : Nature et propagation d'une onde électromagnétique [1]

Une onde électromagnétique possède les caractéristiques suivantes :

- **La longueur d'onde (λ)** : elle exprime le caractère oscillatoire périodique de l'onde dans l'espace. Elle est définie comme la longueur d'un cycle d'une onde, c'est-à-dire la distance séparant deux crêtes successives. La longueur d'onde se mesure en mètre ou en l'un de ses sous-multiples,

Le nanomètre $\rightarrow 1 \text{ nm} = 10^{-9}$ mètre

Le micromètre $\rightarrow 1 \mu\text{m} = 10^{-6}$ mètre

Le centimètre $\rightarrow 1 \text{ cm} = 10^{-2}$ mètre.

- **La période (T)** : elle est définie comme le temps nécessaire pour que l'onde effectue un cycle. L'unité est seconde.
- **La fréquence f** : (inverse de la période $f=1/T$), elle traduit le nombre de cycles par unité de temps.

Son unité est Hertz (Hz) et parfois on utilise le s^{-1} : un Hz est l'équivalent une oscillation par seconde –ou en multiples du Hertz, comme :

Le kilohertz $\rightarrow 1 \text{ hertz} = 10^3 \text{ Hz}$

Le mégahertz $\rightarrow 1 \text{ MHz} = 10^6 \text{ Hz}$

Le gigahertz $\rightarrow 1 \text{ GHz} = 10^9 \text{ Hz}$

Longueur d'onde et fréquence sont inversement proportionnelles et unies par la relation

$$\lambda = c/f \text{ où :}$$

- λ : longueur d'onde de l'onde électromagnétique

- c : vitesse de la lumière ($3 \cdot 10^8 \text{ m.s}^{-1}$)

- f : la fréquence de l'onde

On remarque que la longueur d'onde λ est inversement proportionnelle à la fréquence f .

II- SPECTRE ELECTROMAGNETIQUE

Le spectre électromagnétique représente la répartition des ondes électromagnétiques en fonction de leur longueur d'onde, de leur fréquence ou bien encore de leur énergie [1] (figure II-2).

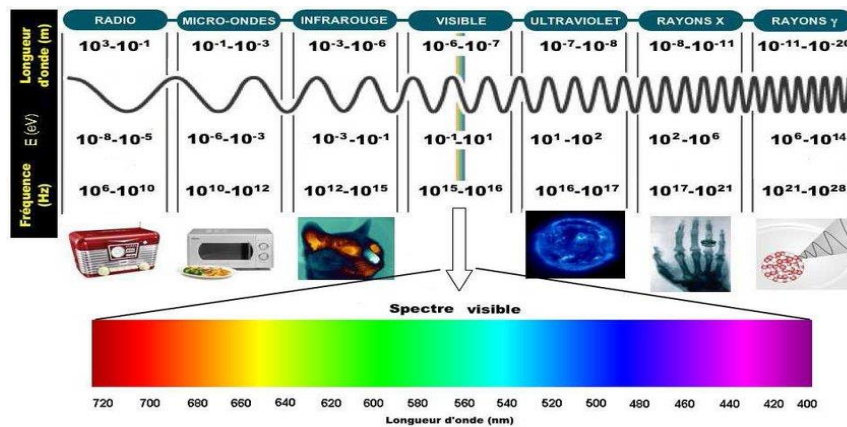


Figure I-2 Spectre électromagnétique [2]

En partant des ondes les plus énergétiques, on distingue successivement :

- Les rayons gamma(γ) :
- Les rayons X :
- Les ultraviolets :
- Le domaine visible :
- L'infrarouge :
- Les ondes radar ou hyperfréquences
- Les ondes radio

Trois fenêtres spectrales sont concernées dans ce travail :

- Le domaine de l'ultra-violet - Le domaine du visible - Le domaine des infrarouges

	Infrarouge	Visible	Ultra-violet
Fréquences (Hz)	$10^{12} \rightarrow 10^{15}$	$10^{15} \rightarrow 10^{16}$	$10^{16} \rightarrow 10^{17}$
Pulsation (rad/s)	$6.28 \cdot 10^{12} \leq \omega \leq 6.28 \cdot 10^{15}$	$6.28 \cdot 10^{15} \leq \omega \leq 6.28 \cdot 10^{16}$	$6.28 \cdot 10^{16} \leq \omega \leq 6.28 \cdot 10^{17}$

Tableau I-1 : Conversion des fréquences en pulsations

III- CONSTANTE DIELECTRIQUE

III-1- DEFINITION

La constante diélectrique ou la permittivité relative (ϵ_r), par rapport à celle du vide ϵ_0 , décrit la réponse d'un milieu donné à un champ électrique. Elle intervient dans de nombreux domaines, et particulièrement en optique via l'indice de réfraction. Les lois régissant la réfraction et la réflexion de la lumière y font appel. Au niveau microscopique, la constante diélectrique est liée à la polarisabilité électrique des molécules ou atomes qui constituent le milieu.

III-2- POLARISATION

Dans un milieu donné, il existe deux types de charges [3–4]:

- les charges mobiles appelées aussi les charges libres (les électrons de valence chez les métaux). L'action d'un champ électrique extérieur \vec{E}^{ext} sur les charges présentes dans un milieu les soumet à une force coulombienne. Ces charges peuvent se déplacer sur des distances grandes comparées à la dimension des éléments constituant le milieu (atome ou ion) ou à la distance interatomique.

- les charges liées, c'est-à-dire des charges (électrons) liées à l'atome d'origine. Ces charges ne peuvent se déplacer sous l'effet du champ extérieur sur des distances plus grandes que la taille d'un atome (quelques angströms). Dans de tel milieu supposé électriquement neutre, et en absence de champ extérieur, le barycentre des charges négatives O^- est confondu à celui des charges positives O^+ . Le champ provoque alors un mouvement de ces charges intérieures et le barycentre des charges négatives O^- va donc se déplacer d'une certaine distance \vec{u} par rapport au barycentre des charges positives. En présence de \vec{E}^{ext} , on voit donc apparaître, dans un élément de volume dv du milieu, des dipôles électriques $d\vec{p} = Ne\vec{u}dv$. N étant le nombre d'électrons par unité de volume. Le milieu dans ce cas est dit « polarisé », et possède une densité volumique de moment dipolaire appelée aussi polarisation \vec{P} reliée à $d\vec{p}$ par (figure I-3)

$$\vec{P} = d\vec{p}/dv = Ne\vec{u} \quad \text{I-1}$$

Ce type de polarisation qui concerne les électrons est appelé « polarisation électronique » et la polarisation peut ne pas être uniforme dans un milieu.

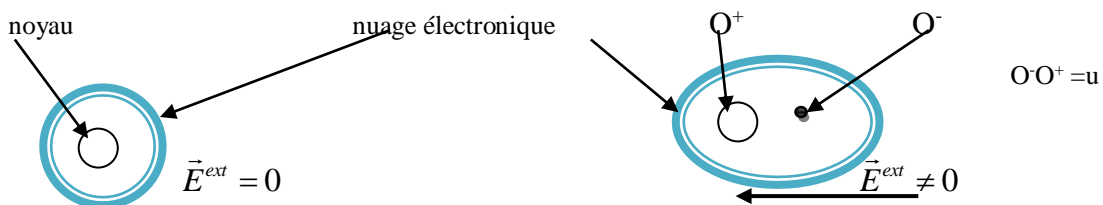


Figure I-3 : Polarisation électronique

Le milieu ainsi polarisé, produit ce qu'on appelle un potentiel scalaire équivalent à celui créé par une densité de charges surfaciques σ_s et une densité de charges volumiques ρ_v reliées à la polarisation \vec{P} par :

$$\begin{aligned}\rho_v &= -\vec{\nabla} \cdot \vec{P} && \text{(à l'intérieur)} \\ \sigma_s &= -\vec{\nabla} \cdot \vec{n} && \text{(en surface) I-2} \\ \vec{P} &= \vec{0} && \text{(à l'extérieur)}\end{aligned}$$

En régime variable, avec $q=-e$, le déplacement \vec{u} dépend du temps ($\vec{u} = \vec{u}t$). Ce déplacement des charges liées est équivalent à un courant de polarisation \vec{J}_{pol} .

La densité de courant totale \vec{J}_{totale} est alors la somme du courant de conduction \vec{J}_{cond} pour les charges libres et du courant de polarisation \vec{J}_{pol} pour les charges liées :

$$\vec{J}_{totale} = \vec{J}_{cond} + \vec{J}_{pol} \quad \text{II-3}$$

Dans un conducteur, les effets de polarisation sont négligeables, et par conséquent, \vec{J}_{cond} sera le seul courant à prendre en compte. Par contre, dans un diélectrique, les charges libres n'existent pas et le courant parcouru correspond à celui de la polarisation, qui peut être obtenu à partir de la relation :

$$\vec{J}_{pol} = \frac{\partial \vec{P}}{\partial t} \quad \text{I-4}$$

Comme on l'a vu, la polarisation \vec{P} est nulle lorsque $\vec{E}^{ext} = \vec{0}$. L'application d'un champ électrique extérieur laisse apparaître un moment dipolaire induit ce qui conduit à une modification du champ électrique ambiant. Le milieu réagit en créant un autre champ \vec{E}^{pol} de sens opposé au champ extérieur, appelé champ électrique de « polarisation » ou encore champ dépolarisant. Par conséquent, le moment dipolaire induit, qui est proportionnel au champ électrique total appelé champ macroscopique s'exprime sous la forme :

$$\vec{E}_{total} = \vec{E} = \vec{E}^{ext} + \vec{E}^{pol} \quad \text{I-5}$$

Cette relation indique que la polarisation a pour effet la production d'une action opposée qui affaiblit le champ extérieur.

On peut citer deux autres mécanismes de polarisation :

- Sous l'action d'un champ électrique extérieur intense \vec{E}^{ext} , un réseau cristallin (NaCl par exemple) se polarise par suite du déplacement des ions relatifs des ions + et des ions -, et on assiste donc à une déformation du réseau cristallin. Une polarisation \vec{P} apparaît [4]

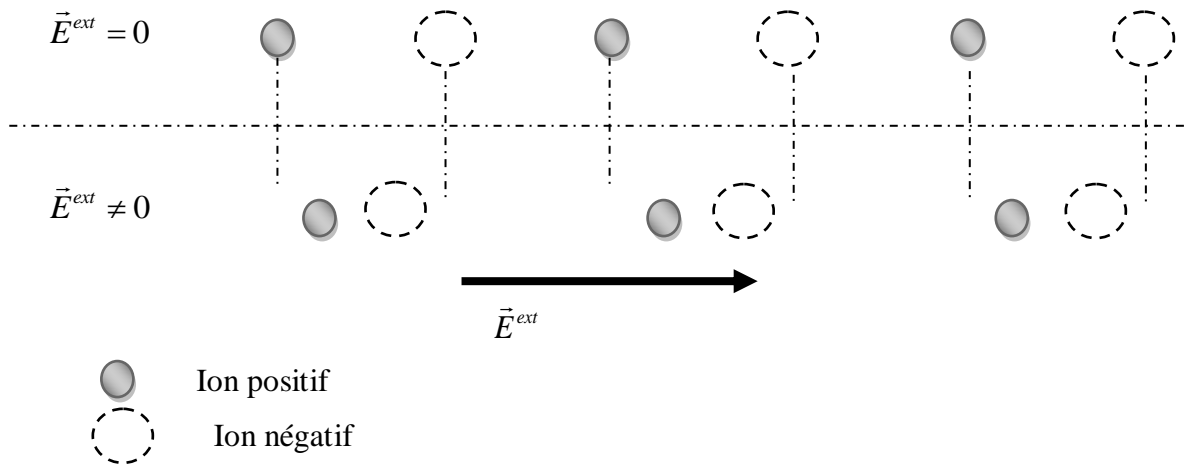


Figure I-4-a : Polarisation ionique

La polarisation ionique est due au déplacement mutuel des ions formant ainsi une molécule asymétrique

Cette polarisation ionique doit être rajoutée à la polarisation électronique qui apparaît dans chaque ion car les nuages électroniques des ions se déforment aussi sous l'effet du champ.

La polarisation ionique résulte de la déformation du réseau cristallin sous l'effet du champ électrique extérieur et dépend de sa structure.

• Certaines substances comme les liquides sont formées de molécules polaires possédant des moments électriques dipolaires permanents (Figure I-3). Ces moments ont tendance à s'orienter dans le sens du champ électrique extérieur. Ce type de polarisation est appelé polarisation d'orientation ou dipolaire [3 – 4].

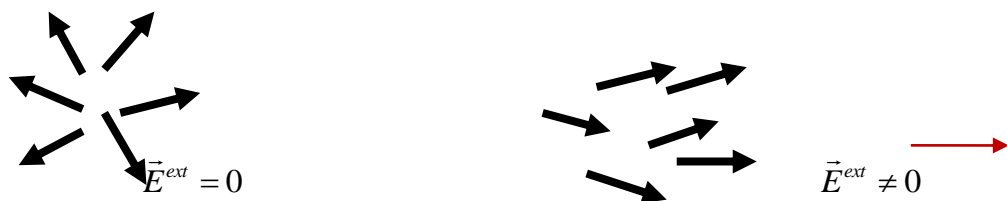


Figure I-4-b : Polarisation d'orientation

En effet, en absence de champ, l'agitation thermique entraîne aussi l'orientation des moments dans toutes les directions et un volume de la substance possède en moyenne un moment dipolaire nul. En appliquant un champ électrique extérieur \vec{E}^{ext} , les molécules de moment permanent \vec{p}_0 subissent des couples $\vec{\Gamma} = \vec{p}_0 \wedge \vec{E}^{ext}$ qui tendent à les orienter suivant le champ \vec{E}^{ext} . L'orientation dans le sens du champ donne un caractère énergétiquement favorable (position d'équilibre stable). Cette situation (c'est à dire lorsque la polarisation \vec{P} et le champ sont de même sens) est perturbée par l'agitation thermique. L'étude de ce phénomène permet d'indiquer que la polarisation décroît avec la température.

III-3- AIMANTATION

Le mouvement des électrons dans un atome est assimilé à un courant élémentaire constituant un dipôle magnétique. Les atomes peuvent ou non présenter un moment dipolaire magnétique global suivant leur symétrie ou l'orientation relative de leurs orbites électroniques. Comme la plupart des molécules ne possède pas de symétrie sphérique, elles peuvent présenter un moment dipolaire magnétique permanent dû à l'orientation particulière de leurs orbites [3] [5]

Un milieu est dit aimanté s'il possède l'une des deux propriétés suivantes :

- 1- tout volume dv de la substance possède naturellement un moment magnétique $d\vec{M}$. On dit dans ce cas que l'aimantation est permanente.
- 2- Tout volume dv de la substance est susceptible d'acquérir un moment magnétique $d\vec{M}$ sous l'action d'un champ magnétique extérieur. L'aimantation est dite induite par le champ.

Ce moment magnétique s'écrit : $d\vec{M} = \vec{J}dv$ où \vec{J} est le vecteur aimantation de la substance. \vec{J} peut être uniforme ou non dans la substance magnétique.

Le potentiel vecteur en point intérieur ou extérieur à la matière aimantée par le domaine aimanté est identique à celui créé par :

- les courants volumiques d'aimantation de vecteur $\vec{j}_v = \text{rot}_O \vec{J}(Q)$
- les courants surfaciques d'aimantation de vecteur $\vec{j}_s = \vec{J}(Q') \wedge \vec{n}$

Ces deux derniers courants sont appelés les courants d'aimantation.

Si en plus la matière est aimantée par des courants de conduction de vecteur \vec{j} , on doit rajouter la contribution de \vec{j} aux deux premières.

III-4- RELATIONS CONSTITUTIVES & EQUATIONS DE MAXWELL DANS LES MILIEUX

Les paramètres physiques qui interviennent dans les quatre équations de Maxwell sont en nombre de six [3] [6]:

- les champs électrique \vec{E} , et magnétique \vec{B}
- l'excitation ou déplacement \vec{D} et l'aimantation \vec{J}
- la densité de charges volumique libres ρ_{lib} et la densité de courants volumique des charges libres \vec{j}_{lib}

Pour qu'il y ait des solutions uniques à ces équations, des hypothèses supplémentaires doivent être introduites. Elles concernent les relations entre les champs électriques et magnétiques d'une part, et les excitations électriques et magnétiques d'autre part. Elles servent à

mettre en évidence la réaction du milieu par rapport à la polarisation produite par le champ électrique et l'aimantation par le champ magnétique. Ces relations sont présentées sous la forme :

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} \quad ; \quad \vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu} \quad \text{I-6}$$

et dans lesquelles ε et μ sont respectivement la permittivité et la perméabilité du milieu. Ces grandeurs sont respectivement reliées aux permittivités et aux perméabilités du milieu par l'intermédiaire de la susceptibilité électrique (χ_e) et de la susceptibilité magnétique (χ_m) :

$$\begin{aligned} \varepsilon &= \varepsilon_0(1 + \chi_e) \\ \mu &= \mu_0(1 + \chi_m) \end{aligned} \quad \text{I-7}$$

On en déduit alors les expressions décrivant les réponses du milieu en termes de polarisations d'aimantation :

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} = \varepsilon_0 \vec{E} + \varepsilon_0 \chi_e \vec{E} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad \Rightarrow \vec{P} = \varepsilon_0 \chi_e \vec{E} \quad \text{I-8}$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H} = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \chi_m \vec{H} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{J}) \quad \Rightarrow \vec{J} = \chi_m \vec{H} \quad \text{I-9}$$

Dans un milieu différent du vide, les équations de Maxwell restent valables mais on doit substituer ε_0 par ε et μ_0 par μ

Les équations de Maxwell reprennent la forme familière :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho_{libre}}{\varepsilon} \quad \text{(MG) I-10}$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad \text{(M}\Phi\text{) I-11}$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad \text{(MF) I-12}$$

$$\frac{1}{\varepsilon \mu} \vec{\nabla} \wedge \vec{B} = \frac{\vec{J}_{libre}}{\varepsilon} + \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad \text{(MA) I-13}$$

L'établissement de la relation de dispersion dans ces domaines peut être effectué simplement en posant certaines hypothèses. Dans le cas d'un milieu non magnétique, $\mu = \mu_0 \mu_r = \mu_0$, on a

$$\begin{aligned} \vec{H} &= \vec{B} / \mu_0 \\ \vec{D} &= \varepsilon \varepsilon_r \vec{E} \end{aligned} \quad \text{et} \quad v^2 = c^2 / \varepsilon_r \quad \text{I-14}$$

« c » étant la vitesse de la lumière.

Sous cette condition, les équations de Maxwell-Ampère et Maxwell-Faraday en régime harmonique impliquent :

$$\left(\nabla^2 + \frac{\omega^2}{v^2} \right) \vec{E} = 0 \quad \text{I-15}$$

C'est l'équation de Helmholtz

De même, à l'aide des équations de Maxwell-Faraday et Maxwell-Flux, une expression identique peut être obtenue pour le champ magnétique d'induction \vec{B} . L'équation I-15 exige que seulement la variation temporelle doive suivre une fonction harmonique. Sa dépendance spatiale peut prendre une forme quelconque $\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0(\vec{r}) e^{i\omega t}$. Cette partie de l'onde doit avoir une forme harmonique si on veut que l'onde soit progressive ($\vec{E}_0(\vec{r}) = \vec{E}_0 e^{-i\vec{k}\cdot\vec{r}}$). Cette forme du champ électrique, injectée dans l'équation de Helmholtz permet d'aboutir à la relation de dispersion exprimée à partir de la formule suivante:

$$(\underline{k}^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_r) \vec{E}_0 = 0 \quad \text{I-16-a}$$

Cette relation de dispersion s'écrit :

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_r \quad \text{I-16-b}$$

Une permittivité, ϵ_r relative réelle, implique, que l'on peut obtenir un vecteur d'onde complexe si par hasard ϵ_r est négative.

La vitesse de phase v_ϕ et l'impédance « z » dans le milieu s'écrivent respectivement :

$$v = \frac{1}{\sqrt{\mu\epsilon}} \neq c \quad ; \quad z = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \quad \text{I-17}$$

En introduisant la permittivité relative ϵ_r et la perméabilité relative μ_r :

$$\epsilon_r = \frac{\epsilon}{\epsilon_0} = 1 + \chi_e \quad ; \quad \mu_r = \frac{\mu}{\mu_0} = 1 + \chi_m \quad \text{I-18}$$

on aboutit à l'expression de l'indice de réfraction du milieu « n » et de son impédance « z » :

$$n = \frac{c}{v_\phi} = \sqrt{\mu_r \epsilon_r} \quad ; \quad z = z_0 \sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}} = z_0 \frac{\mu_0}{n} = \mu_0 \frac{n}{\epsilon_r} \quad \text{I-19}$$

Dans un matériau non magnétique, on a $\mu = \mu_0$ de sorte que $\mu_r = 1$ et $z = \frac{z_0}{n}$

Enfin, le vecteur flux d'énergie électromagnétique, ou le vecteur de Poynting \vec{II} , et la densité d'énergie électromagnétique ω s'expriment respectivement par :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Pi = \frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{\mu} = \vec{E} \wedge \vec{H} \\ \Omega = \frac{1}{2} \varepsilon E^2 + \frac{B^2}{2\mu} = \frac{1}{2} \varepsilon E^2 + \frac{1}{2} \mu H^2 \end{array} \right. \quad \text{I-20}$$

Le phénomène de dispersion est une propriété générale des milieux. Cependant, la dispersion ne se manifeste que dans des gammes restreintes de pulsations, à proximité des pulsations de résonance des constituants du milieu.

Quant à l'absorption, celle-ci est introduite par la partie imaginaire de la permittivité, comme nous allons le voir en menant à bien une analyse harmonique. Lorsque $\epsilon_r(\omega) \in \mathbb{C}$, on constate un retard à la réponse du milieu. En effet, dans ce cas, le vecteur d'onde « k » est également complexe.

Avant de développer le modèle de Drude qui permet de formuler l'expression de la permittivité relative complexe sous la forme d'une partie réelle et une partie imaginaire :

$$\epsilon_r = \epsilon'(\omega) - i\epsilon''(\omega)$$

il est préférable de donner les expressions en fonction de ces deux parties de $\epsilon'(\omega)$ et $\epsilon''(\omega)$ des différents paramètres physiques qui interviennent :

- **VECTEUR D'ONDE k**

On considère une onde plane progressive harmonique se propageant selon la direction (ox) :

$$\vec{k} = k\vec{e}_x = (k' + ik'')\vec{e}_x \quad \text{I-21}$$

et l'expression du carré du vecteur d'onde s'écrit :

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} (\epsilon'(\omega) - i\epsilon''(\omega)) \quad \text{I-22}$$

Sa partie réelle est [7]:

$$k' = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{(\epsilon'(\omega) + \sqrt{\epsilon'^2(\omega) + \epsilon''^2(\omega)})}{2}} \quad \text{I-23}$$

et sa partie imaginaire est [7]:

$$k'' = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{(-\epsilon'(\omega) + \sqrt{\epsilon'^2(\omega) + \epsilon''^2(\omega)})}{2}} \quad \text{I-24}$$

- **COEFFICIENT DE REFLECTION**

Le coefficient de réflexion $r(\omega)$ est une fonction complexe que l'on définit à la surface d'un milieu cristallin comme le rapport du champ électrique réfléchi E_r au champ électrique incident E_i

$$r(\omega) = E_r / E_i \quad \text{I-25}$$

L'indice de réfraction $n(\omega)$ et le coefficient d'extinction $K(\omega)$ d'un milieu cristallin sont liés à la réflexion sous incidence normale par la relation :

$$r(\omega) = \frac{n-1-iK}{n+1-iK} \quad \text{I-26}$$

Le facteur de réflexion R sous incidence normale est égal à [8]:

$$R = \frac{(n-1)^2 + K^2}{(n+1)^2 + K^2} \quad \text{I-27}$$

La fonction perte d'énergie $-\text{Im}(1/\varepsilon(\omega))$ fournit la perte d'énergie d'une particule chargée qui se déplace dans un milieu cristallin.

• **INDICE DE REFRACTION COMPLEXE N**

L'indice de réfraction complexe \underline{N} est défini par :

$$\underline{N} = \sqrt{\varepsilon_r(\omega)} = n(\omega) - iK(\omega) \quad \text{I-28}$$

où n , l'indice de réfraction et K , l'indice d'extinction sont définis respectivement par [7]:

$$n = \sqrt{\frac{(\varepsilon'(\omega) + \sqrt{\varepsilon'^2(\omega) + \varepsilon''^2(\omega)})}{2}} \quad \text{I-29}$$

$$K = \sqrt{\frac{(\varepsilon''(\omega) + \sqrt{\varepsilon'^2(\omega) + \varepsilon''^2(\omega)})}{2}} \quad \text{I-30}$$

et le vecteur d'onde k s'écrit

$$k = k' + ik'' = \frac{N\omega}{c} = \frac{n\omega}{c} - i \frac{K\omega}{c} \quad \text{I-31}$$

Le champ électrique s'écrit alors :

$$E = E_0 e^{i(\omega t - k \cdot x)} \quad \text{I-32}$$

$$E = E_0 e^{i(\omega t - (\frac{n\omega}{c} - i \frac{K\omega}{c}) \cdot x)} = e^{i(\omega t - \frac{n\omega}{c} \cdot x)} \times e^{-\frac{K\omega}{c} \cdot x} \quad \text{I-33}$$

Dans le vide, $k = \omega / c$, alors que dans un milieu différent, le vecteur (longueur) d'onde est « n » fois plus grand (plus petit). Le champ décroît avec la longueur « $\delta = c / \omega K$ ». Par rapport au vide où $\delta = \lambda_0 / 2\pi c$, la longueur d'onde dans le milieu est $\lambda = \lambda_0 / n$ et la longueur

$\delta = \lambda_0 / 2\pi K$, appelée l'épaisseur de peau. Dans le vide, les crêtes du champ se déplacent à la vitesse « c » de la lumière, alors que dans un milieu différent, leur vitesse est $v_\varphi = c/n$ et le champ électrique peut s'écrire aussi sous forme :

$$E = E_0 e^{-\frac{x}{\delta}} \times e^{i(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda}x)} \quad \text{I-34}$$

Dans cette expression, le second terme $\{ e^{i(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda}x)} \}$ est identifié à une onde se propageant dans la direction (ox) à la vitesse v_φ . En général, la partie réelle du vecteur d'onde $k'(\omega)$ n'est pas proportionnelle à ω , de sorte que v_φ dépend alors de ω . Le milieu est dans ce cas dispersif. Le premier terme $\{ e^{-x/\delta} \}$ correspond à une atténuation en $\alpha = \delta^{-1}$, ce qui signifie que l'onde est absorbée au cours de sa propagation.

• **PERMITTIVITE COMPLEXE**

Une relation a priori linéaire permet de déterminer la valeur du vecteur \vec{D} à partir de celle de \vec{E} par l'intermédiaire de la permittivité ϵ . Elle a été donnée précédemment par:

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \quad \text{I-35}$$

En général, La permittivité ϵ peut dépendre de :

- la position \vec{r} un milieu hétérogène
- la pulsation ω de l'onde transportée par \vec{E} dans un milieu dispersif
- la norme $|\vec{E}|$ dans un milieu non-linéaire

et enfin, elle peut prendre des valeurs complexes si le milieu est absorbant et peut se mettre sous forme d'un tenseur.

$$\epsilon = \epsilon(\vec{r}, \omega, |\vec{E}|) \in \mathbb{C} \quad \text{I-36}$$

Dans le cas d'un milieu homogène, linéaire, dispersif et absorbant :

$$\epsilon(\omega) = \epsilon'(\omega) - i\epsilon''(\omega) \quad \text{I-37}$$

III-5- MODELE DE DRUDE-LORENTZ

III-5-1- HYPOTHESES

Le modèle de Drude-Lorentz traite le mouvement des électrons liés sous l'effet d'un champ électromagnétique extérieur. Ce modèle sera adapté au cas des conducteurs dans lesquels

les charges liés seront substituées par les charges libres (électrons de valence). Ces électrons de masse « m » et de charge « - e » subissent l'effet de trois forces [3] [9] [10]:

- une force de Lorentz \vec{F}_L due au champ électrique et magnétique extérieurs
- une force de frottement \vec{F}_F proportionnelle à la vitesse de l'électron. Cette force est causée par les collisions avec les constituants du milieu lors de son déplacement.
- une force de rappel \vec{F}_R , provoquée par l'interaction avec les noyaux. Cette force tend à maintenir l'électron à une position donnée.

Si on applique le second principe fondamental de la dynamique, on aboutit à l'équation du mouvement de l'électron, donnée par :

$$m \frac{d^2 \vec{u}}{dt^2} = -e \left(\vec{E} + \frac{d\vec{u}}{dt} \wedge \vec{B} \right) - \frac{m}{\tau} \frac{d\vec{u}}{dt} - C\vec{u} \quad \text{I-38}$$

Une première approximation consiste à négliger la force magnétique $-e \left(\frac{d\vec{u}}{dt} \wedge \vec{B} \right)$ devant la force électrique $-e\vec{E}$, tant que $\left| \frac{d\vec{u}}{dt} \right| \ll c$.

La projection sur la direction parallèle au champ électrique, de l'équation du mouvement (équation I-38) permet d'aboutir à une forme différentielle linéaire du second ordre :

$$\frac{d^2 u}{dt^2} + \gamma \frac{du}{dt} + \omega_0^2 u = -\frac{e}{m} E \quad \text{I-39}$$

$\tau = \gamma^{-1}$ étant le temps de relaxation, temps qui sépare deux collisions successives et $\omega_0^2 = C/m$

Cette équation permettra d'étudier le comportement de différents types de milieu dans le cadre d'une analyse harmonique.

Le champ électrique \vec{E} et le déplacement des charges \vec{u} sont supposés prendre la forme:

$$E(t) = E_0 e^{i\omega t} \quad \text{et} \quad u(t) = u_0 e^{i(\omega t + \varphi)} \quad \text{I-40}$$

En injectant ces solutions dans l'équation de mouvement, on trouve une relation entre les amplitudes complexes de \vec{E} et \vec{u} :

$$u(\omega) = \frac{e/m}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega\gamma} E_0 \quad \text{I-41}$$

La force de rappel n'a de sens que lorsqu'on considère les charges liées : pour des charges libres, cette force n'existe pas, de sorte que $C=0$ et donc $\omega_0=0$ dans I-38. Ce cas est rencontré dans les conducteurs parfaits.

Pour les besoins de clarté, on présente un traitement dans le cas général où les électrons considérés sont liés, le résultat obtenu sera appliqué à un conducteur.

$$\text{La polarisation s'exprime} \quad \vec{P} = N\vec{p} = Ne\vec{u} \quad \text{I-42}$$

où N est le nombre de dipôles par unité de volume, \vec{p} le moment dipolaire associé à chaque dipôle, \vec{u} est le déplacement du barycentre O^- des charges négatives par rapport au barycentre O^+ des charges positives. Ici, on considère la polarisation électronique. La relation entre l'intensité du champ électrique E et la polarisation P permet d'exprimer la valeur du déplacement « u » en fonction de E :

$$\begin{aligned} P &= Ne\vec{u} = \varepsilon_0\chi_e E = (\varepsilon - \varepsilon_0)E \\ \Rightarrow u &= \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{Ne} \cdot E \end{aligned} \quad \text{I-43}$$

En régime variable où le champ électrique $E(\omega)$ est fonction de la pulsation ω avec $\omega > 0$, le déplacement « u » peut ne pas suivre les variations du champ électrique et le retard causé peut être exprimé par le terme transitoire en $\left\{e^{-\frac{t}{\tau}}\right\}$ dans la réponse des charges liées au champ électrique. Dans le modèle de Drude-Lorentz (équation I-38), on peut constater que la permittivité (ε) et la susceptibilité (χ_e), qui relie d'une part le déplacement (u) associé à la polarisation et d'autre part la force électrique sont nécessairement des quantités complexes.

En régime harmonique, les relations constitutives deviennent:

$$D_0 = \varepsilon_0 E_0 + P_0 = \varepsilon_0(1 + \chi_e(\omega))E_0 \rightarrow P_0 = (\varepsilon(\omega) - \varepsilon_0)E_0 \quad \text{I-44}$$

où \underline{D}_0 et \underline{P}_0 sont les amplitudes complexes de l'excitation électrique et de la polarisation.

Etant donné $\underline{P}_0(\omega) = Ne\underline{u}(\omega)$, par identification des équations I-41, I-43 et I-44, l'expression de la permittivité relative complexe prend la forme:

$$\varepsilon_r(\omega) = 1 + \frac{\omega_p^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + i\omega\gamma} \quad \text{I-45}$$

avec $\omega_p^2 = Ne^2/m\varepsilon_0$, pulsation plasma

Physiquement, le fait que la permittivité soit une quantité complexe implique l'existence d'un déphasage entre E et P et la permittivité peut être mise sous forme d'une partie réelle et une partie imaginaire :

$$\varepsilon_r(\omega) = \varepsilon' - i\varepsilon'' \quad \left\{ \begin{array}{l} \varepsilon'(\omega) = 1 + \frac{\omega_p^2(\omega_0^2 - \omega^2)}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\gamma^2} \\ \varepsilon''(\omega) = \frac{\omega_p^2\omega\gamma}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\gamma^2} \end{array} \right. \quad \text{I-46}$$

Le comportement d'une large gamme de milieux peut être décrit à l'aide du modèle de Drude-Lorentz :

- diélectrique : $\omega_0 \neq 0$ et $\gamma \neq 0$
- conducteur : $\omega_0 = 0$; $\gamma \neq 0$
- plasma : $\omega_0 = 0$; $\gamma = 0$

III-5-2- CONDUCTEURS ($\omega_0 \rightarrow 0$; $\gamma \neq 0$)

Dans un milieu conducteur où les charges (électrons) sont libres de se déplacer, le mouvement des charges libres est insensible à la force de rappel et on doit poser $C=0$.

Un métal monovalent peut être assimilé à l'ensemble de N ions fixes par unité de volume et de N électrons libres de masse « m » et de charge « $-e$ ».

L'équation de mouvement devient

$$\frac{d\vec{v}}{dt} + \frac{\vec{v}}{\tau} = -e\vec{E} \quad \text{I-47}$$

$$\vec{v} = -\frac{e\vec{E}}{m}(1 - e^{-t/\tau}) \quad \text{I-48}$$

En régime permanent, la vitesse des charges est proportionnelle à l'intensité du champ. En prenant l'expression de $E(t) = E_0 e^{i\omega t}$, la vitesse prend la forme $\vec{v} = -e\vec{E}/m$

Sachant que la densité de courant de conduction s'écrit

$$\vec{j}_c = Ne\vec{v} = \frac{Ne^2\tau}{m}\vec{E} = \sigma(0)\vec{E} \quad \text{I-49}$$

et la conductivité électrique en régime permanent est réelle et elle s'écrit :

$$\sigma(0) = \frac{Ne^2\tau}{m} = \frac{\varepsilon_0\omega_p^2}{\gamma} \quad \text{I-50}$$

En régime variable, c'est-à-dire lorsque le champ électrique est fonction de la pulsation, comme c'est le cas d'une onde électromagnétique, un mouvement oscillatoire forcé des charges

mobiles se produit, l'utilisation du modèle de Drude-Lorentz permet d'étudier le comportement dynamique du milieu.

- **CONDUCTEUR PARFAIT:**

En tenant compte de l'expression I-41 du déplacement $u(\omega)$

$$u(\omega) = \frac{e/m}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega\gamma} E_0$$

la densité de courant $\vec{j}(\omega)$ en régime variable s'écrit [3] :

$$\begin{aligned} \vec{j}(\omega) &= Ne\bar{v}(\omega) = \frac{i\omega Ne^2/m}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega\gamma} \vec{E}_0 \\ \vec{j}(\omega) &= \frac{i\varepsilon_0\omega\omega_p^2}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega\gamma} \vec{E}_0 = \sigma(\omega)\vec{E}_0 \end{aligned} \quad \text{I-51}$$

et la conductivité complexe obtenue est :

$$\sigma(\omega) = \frac{i\varepsilon_0\omega\omega_p^2}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega\gamma} \quad \text{I-52}$$

Pour un conducteur parfait, il suffit de prendre $\omega_0 = 0$ et la conductivité électrique peut être décomposée en partie réelle et imaginaire :

$$\sigma(\omega) = \sigma'(\omega) - i\sigma''(\omega) \quad \left\{ \begin{array}{l} \sigma'(\omega) = \frac{\sigma(0)}{1 + \omega^2\tau^2} \\ \sigma''(\omega) = \frac{\omega\sigma(0)\tau}{1 + \omega^2\tau^2} \end{array} \right. \quad \text{I-53}$$

La permittivité électrique est complexe aussi

$$\varepsilon_r(\omega) = \varepsilon'(\omega) - i\varepsilon''(\omega) \quad \left\{ \begin{array}{l} \varepsilon'(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \tau^{-2}} \\ \varepsilon''(\omega) = \frac{\omega_p^2}{\omega\tau(\omega^2 + \tau^{-2})} \end{array} \right. \quad \text{I-54}$$

- **PLASMA**

Les plasmas sont des milieux conducteurs dont le temps de relaxation τ est très grand ($\gamma = 1/\tau \rightarrow 0$). Ils sont donc caractérisés par une conductivité imaginaire pure.

$$\sigma(\omega) = \frac{\epsilon_0 \omega_p^2}{i\omega} \quad (\in \mathbb{C}) \quad \text{I-55}$$

Un tel milieu se comporte donc, quelle que soit la pulsation, de manière analogue à un conducteur parfait dans le domaine $\omega \gg \frac{1}{\tau}$:

- $\omega > \omega_p$: propagation sans atténuation, avec dispersion.
- $\omega < \omega_p$: pas de propagation, onde évanescente, réflexion totale.

CHAPITRE II
« RESULTATS
&
INTERPRETATION »

I- INTRODUCTION

La dernière partie de ce travail est consacrée aux résultats et leurs interprétations dans six métaux monovalents (Potassium, cuivre, sodium, argent, or et césium)

L'évolution avec la fréquence de l'onde électromagnétique dans les trois domaines du spectre électromagnétique en l'occurrence l'infrarouge, le visible et l'ultra-violet, de certains paramètres physiques tels

- la permittivité,
- le vecteur d'onde,
- l'indice de réfraction,
- le coefficient d'extinction
- l'épaisseur de peau
- les coefficients de réflexion et de transmission
- la conductivité électrique

sera présentée. Leur comportement sera interprété aussi.

Les paramètres des différents métaux étudiés sont présentés sur le tableau II-1

	Masse molaire	Masse volumique	Densité électronique	Conductivité électrique sta	Temps de relaxation			Pulsation plasma	
	M(kg)	$\rho(kg/m^3)$	$N(m^{-3})$	$\sigma(0)$ $(\Omega m)^{-1}$	τ . $10^{-14}(s)$	τ^{-1} $10^{13}(s^{-1})$	τ^{-2} (s^{-2})	$\omega_p(rad.s^{-1})$	ω_p^2
Cu	6,35E-02	8900	8,43E+28	5,87E+07	2,47	4,05	1,64E+27	1,64E+16	2,68E+32
K	3,91E-02	890	1,34E+28	1,39E+07	3,68	2,72	7,38E+26	6,53E+15	4,26E+31
Ag	1,08E-01	10500	5,85E+28	6,30E+07	3,82	2,62	6,85E+26	1,36E+16	1,86E+32
Na	2,29E-02	968	2,50E+28	2,10E+07	2,98	3,35	1,13E+27	8,92E+15	7,95E+31
Au	1,97E-01	19300	5,92E+28	4,42E+07	2,65	3,77	1,42E+27	1,37E+16	1,88E+32
Cs	1,33E-01	1873	8,49E+27	4,89E+06	2,04	4,89	2,39E+27	5,20E+15	2,70E+31

Tableau II-1: Paramètres physiques des six métaux, [11–14]

II- PERMITTIVITE ELECTRIQUE

La figure II-1 représente les variations des permittivités relatives réelle ϵ' et imaginaire ϵ'' en fonction de la pulsation ω dans le sodium.

Elle montre que la partie réelle de la permittivité est négative pour les valeurs de ω comprises dans l'intervalle $\tau^{-1} < \omega < \omega_p$, ce qui induit un coefficient de réflexion N

imaginaire pur (figure II-6). A partir de ω_p , elle devient positive et tend par la suite vers la valeur unité. Ceci

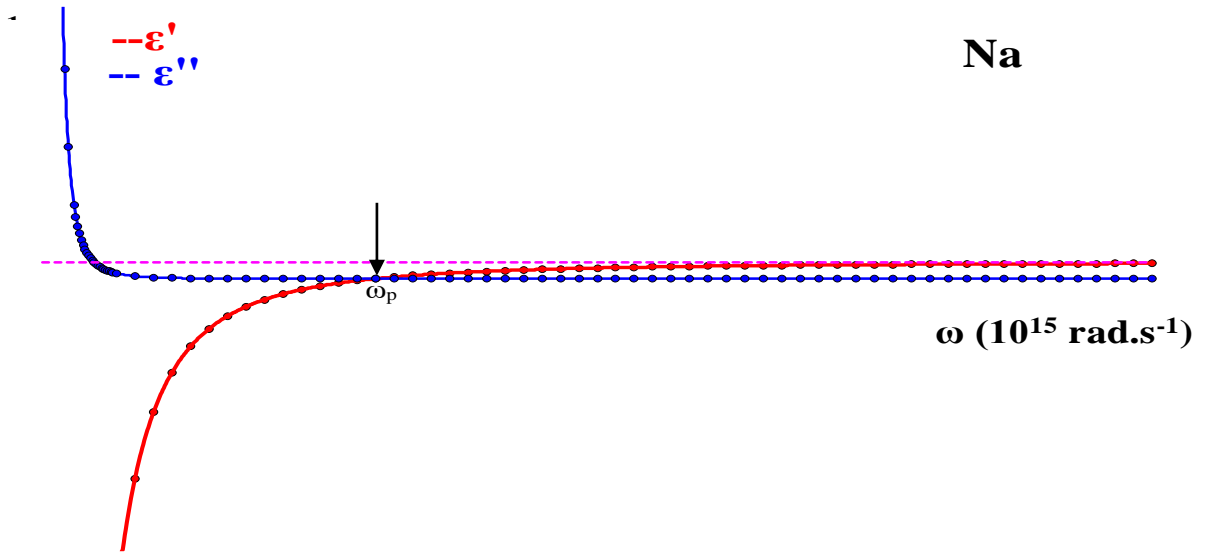


Figure II-1 : Variation de ϵ' et ϵ'' en fonction de la pulsation ω

prédit une transparence totale du milieu pour les fréquences élevées ($\omega \gg \omega_p$), alors que la partie imaginaire, très élevée aux fréquences basses, inférieures ($< 2 \cdot 10^{15} \text{ rad.s}^{-1}$), est positive mais tend rapidement vers zéro lorsque la fréquence augmente.

On a toujours :

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$$

Le caractère oscillatoire du champ électrique, induit chez l'électron un dipôle \vec{p} . La polarisation s'écrit

$$\vec{P} = N\vec{p} = \epsilon_0 \chi_e \vec{E}$$

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \epsilon_0 \chi_e \vec{E} = \epsilon_0 (1 + \chi_e) \vec{E} = \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E}$$

$$\epsilon_r = 1 + \chi_e$$

La susceptibilité diélectrique χ_e est donc négative. Quand la fréquence de l'onde incidente est si élevée, que les électrons n'arrivent plus à suivre les variations rapides du champ alors, les dipôles que chaque électron constitue avec l'ion immobile ont une orientation opposée au champ électrique à cause du retard de ces électrons [16].

Dans la région $0 \ll \omega < \omega_p$, l'amplitude de l'oscillation des électrons est si grande que \vec{P} l'emporte sur \vec{E} et on a $\chi_e < -1$, et quand $\omega > \omega_p$, les électrons ne suivent toujours pas les

inversions du champ et leurs élongation reste en opposition de phase avec \vec{E} mais elle est plus faible qu'antérieurement : $-1 < \chi_e < 0$. (figure II-2)

On a le schéma suivant

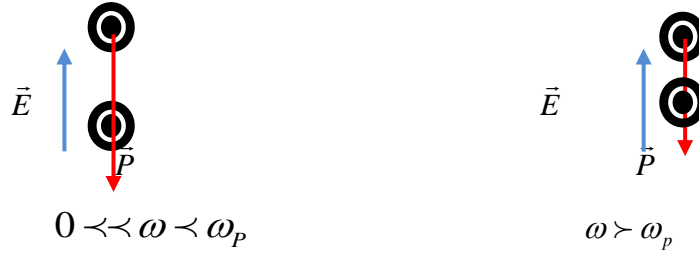


Figure II-2 : Effet des fréquences sur l'amplitude des oscillations des électrons [1]

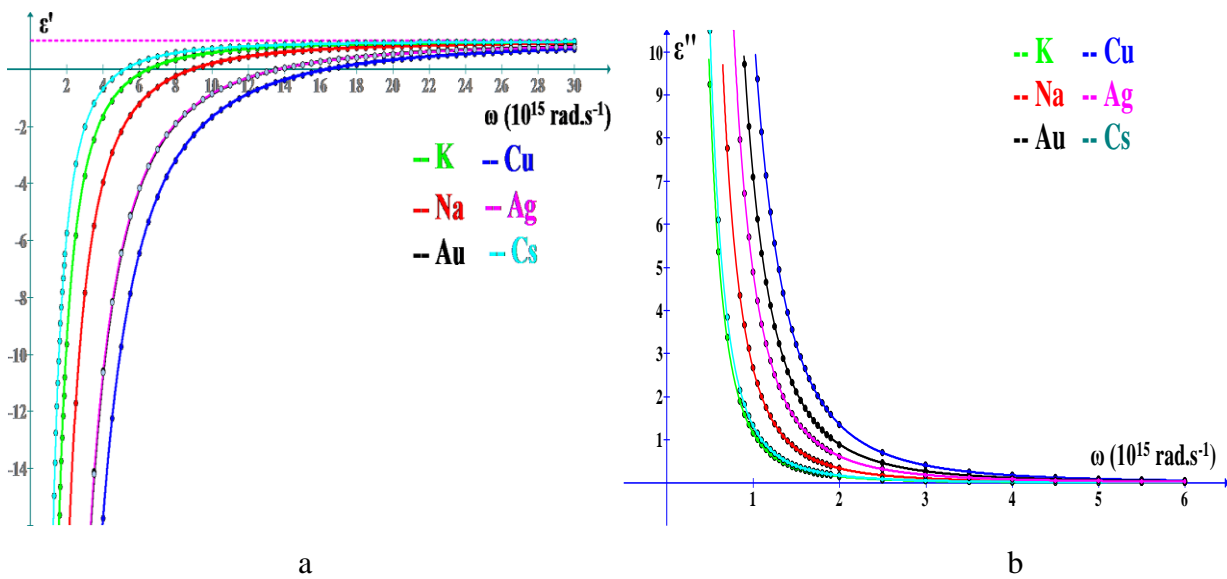


Figure II-3 : Variation de ϵ' - a et ϵ'' - b en fonction de la pulsation ω de plusieurs métaux

Les figures II-3 indiquent $\epsilon'(\omega)$ -a et $\epsilon''(\omega)$ -b de plusieurs métaux. Le décalage observé dépend en principe des deux paramètres intrinsèques: la densité électronique à travers la pulsation plasma, et le temps de relaxation, qui joue le rôle du perturbateur. Une valeur de pulsation plasma ω_p élevée prédit, comme nous le verrons plus loin, un retard dans l'observation d'une transparence totale qui commence à se produire pour une fréquence voisine de ω_p .

CAS $\omega \ll \tau^{-1} \ll \omega_p$ - La figure II-4-a indique la variation des deux vecteurs d'onde k' et k'' , aux basses fréquences ($\omega \ll \tau^{-1} \ll \omega_p$) dans le sodium.

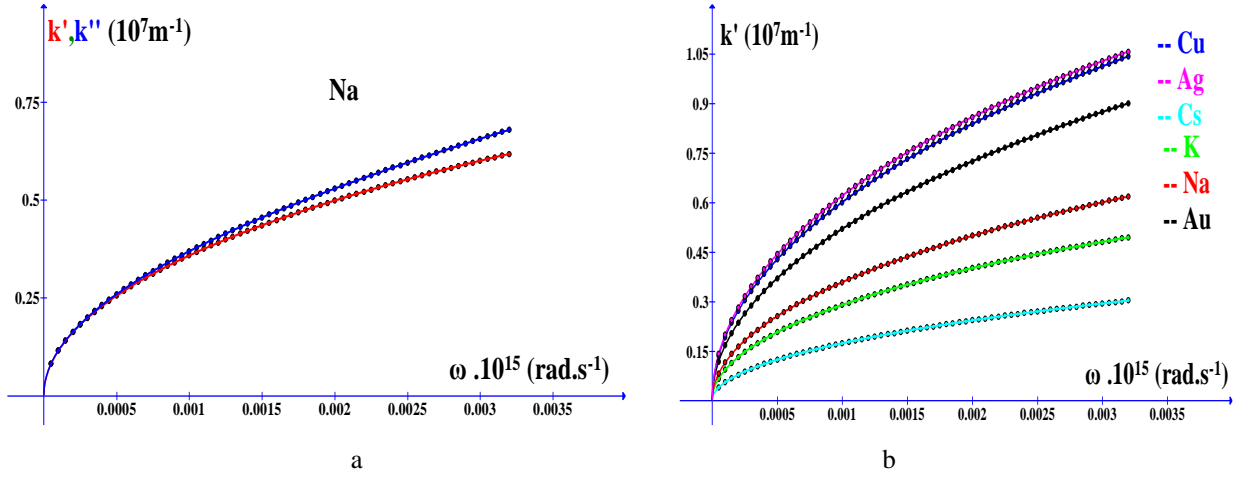


Figure II-4 (a) Variation des parties réelle k' et imaginaire k'' du vecteur d'onde avec la fréquence dans le sodium. (b) du k' des six métaux

Dans ce domaine, et pour les faibles valeurs de ω , on voit bien que les deux parties réelle et imaginaire se superposent ensuite elles s'écartent. Plus la fréquence s'élève, plus l'écart entre les deux parties devient important. Pour les grandes fréquences, $\tau^{-1} \ll \omega \ll \omega_p$, on assistera à une domination de la partie imaginaire (figure II-7).

Dans le domaine $\omega \ll \tau^{-1} \ll \omega_p$, le vecteur d'onde

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_r = \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - i \frac{\omega}{\tau}} \right) \quad \text{II-1}$$

s'écrit alors :

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_r = \frac{\omega^2}{c^2} \left(-i \frac{\omega_p^2 \tau}{\omega} \right) \quad \text{II-2}$$

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_r = \frac{\omega^2}{c^2} \left(-i \frac{\omega_p^2 \tau}{\omega} \right) \quad \text{II-3}$$

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_r = -i \frac{\omega \omega_p^2 \tau}{c^2} \quad \text{II-4}$$

que l'on peut écrire sous forme,

$$k^2 = \frac{(1-i)^2}{2} \left(\frac{\omega \omega_p^2 \tau}{c^2} \right) = \frac{(1-i)^2}{2} (\omega \sigma(0) \mu_0) \quad \text{II-5}$$

On obtient deux formes du vecteur d'onde complexe:

$$k = \pm \left(\frac{1}{\delta} - i \frac{1}{\delta} \right) \quad \text{II-6}$$

avec :

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\mu_0 \sigma(0) \omega}} = c \sqrt{\frac{2}{\tau \omega_p^2 \omega}} \quad \text{II-7}$$

appelé « épaisseur de peau »

La propagation d'une onde dans le sens des x croissants correspond à la solution $k' > 0$

et elle se met sous la forme :

$$\vec{E}(x, t) = \vec{E}_0 e^{i(\omega t - kx)} = \vec{E}_0 \cdot e^{-x/\delta} \cdot e^{i(\omega t - \frac{x}{\delta})} \quad \text{II-8}$$

Le premier terme $e^{-x/\delta}$ décrit une atténuation, alors que le second $e^{i(\omega t - \frac{x}{\delta})}$ une propagation. Ce qui veut dire que l'onde se propage à une vitesse de phase $v_\phi = \omega \delta$ (figure II-5) [15] qui théoriquement augmente avec la fréquence, cependant, la présence du terme d'atténuation qui varie en exponentielle de $k''x$, empêche l'onde d'aller plus loin et limite sa propagation sur une distance de quelques δ . L'onde ne pénètre donc dans le milieu que sur une épaisseur de quelques δ . Ce cas correspond à une onde évanescence, c'est-à-dire une onde ne se propageant pas dans le milieu.

La figure II-4 montre que puisque les deux parties k' et k'' croient avec la fréquence, cela signifie que l'épaisseur de peau diminue, ce qui limite la pénétration de l'onde dans le milieu. Pour une fréquence de $\omega = 10^{12} \text{ rad.s}^{-1}$, on obtient une épaisseur de peau de l'ordre de $\delta = 0,275 \mu\text{m}$, alors que pour $\omega = 1,5 \cdot 10^{13} \text{ rad.s}^{-1}$, $\delta = 0,206 \mu\text{m}$.

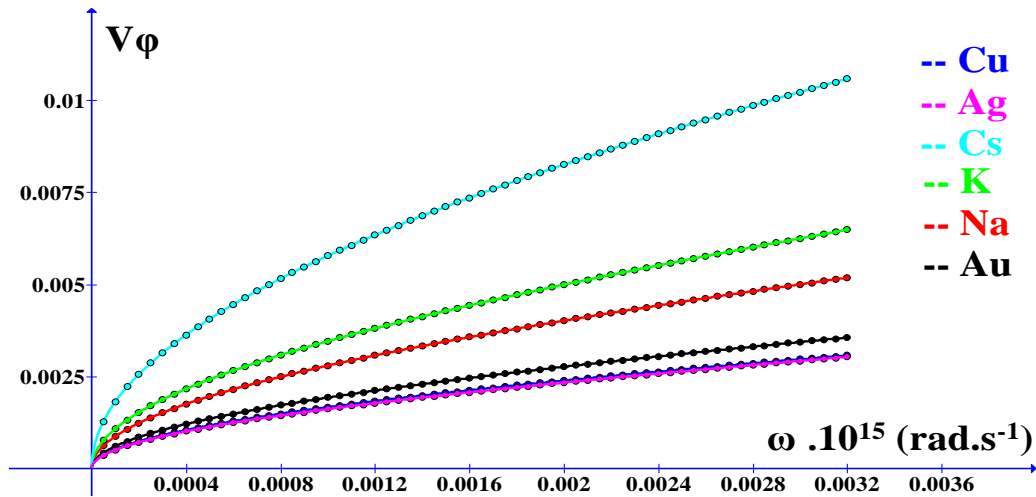


Figure II-5 : Variation de la vitesse de phase avec la fréquence

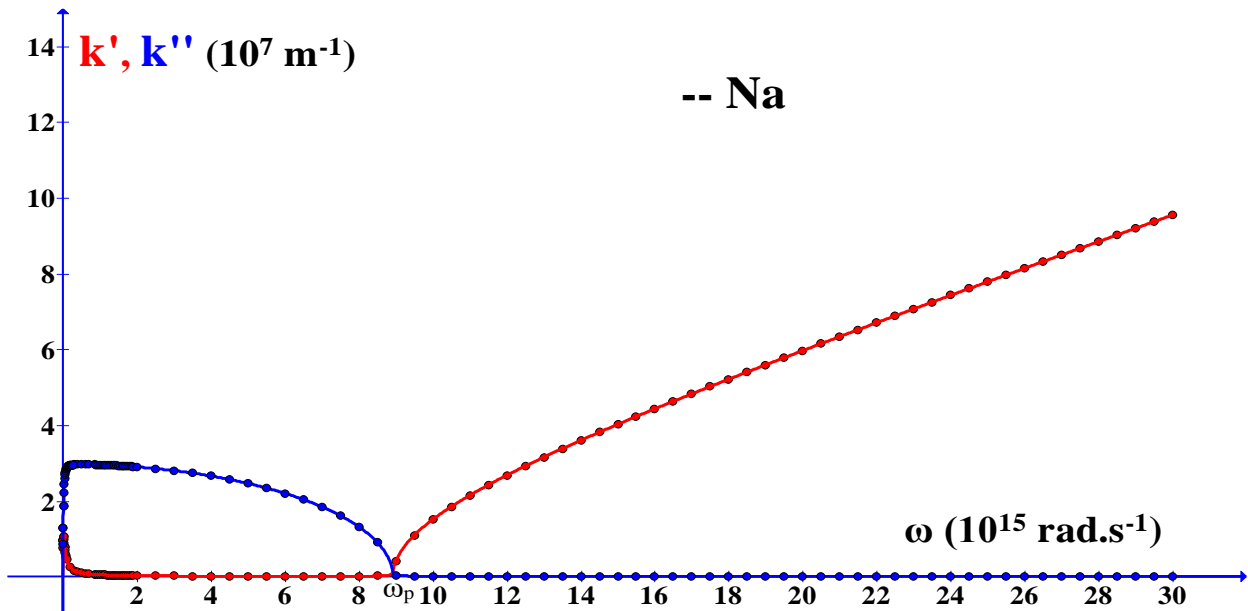


Figure II-6 : Variation de l'indice de réfraction n et de l'indice d'extinction K avec la fréquence dans le sodium

La figure II-4-b regroupe les courbes représentant la partie réelle du vecteur d'onde de quelques métaux monovalents. On remarque ici que l'ordre des courbes ne suit pas nécessairement celui des densités électroniques N . Le temps de relaxation intervient pour que cet ordre ne soit respecté.

CAS : $\tau^{-1} \prec \omega \prec \omega_p$ - La figure II-7 représente le vecteurs $k'(\omega)$ et $k''(\omega)$ dans le sodium.

Elle montre que dans le domaine du visible $\tau^{-1} \prec \omega \prec \omega_p$, le vecteur d'onde est un imaginaire pur, puisque k' est pratiquement nul dans cette région. Ceci peut être vérifié par le fait que le carré du vecteur d'onde est négatif. Dans ces conditions, la relation de dispersion :

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_r = \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - i \frac{\omega}{\tau}} \right) \quad \text{II-9}$$

devient :

$$k = \frac{1}{c} \sqrt{(\omega^2 - \omega_p^2)} \quad \text{II-10}$$

et, et par conséquent, la racine carrée est un imaginaire pur. On assiste à l'apparition d'une onde évanescente :

$$\vec{E}(x, t) = \vec{E}_0 = \vec{E}_0 \cdot e^{k \cdot x} \cdot e^{i \omega t} \quad \text{II-11}$$

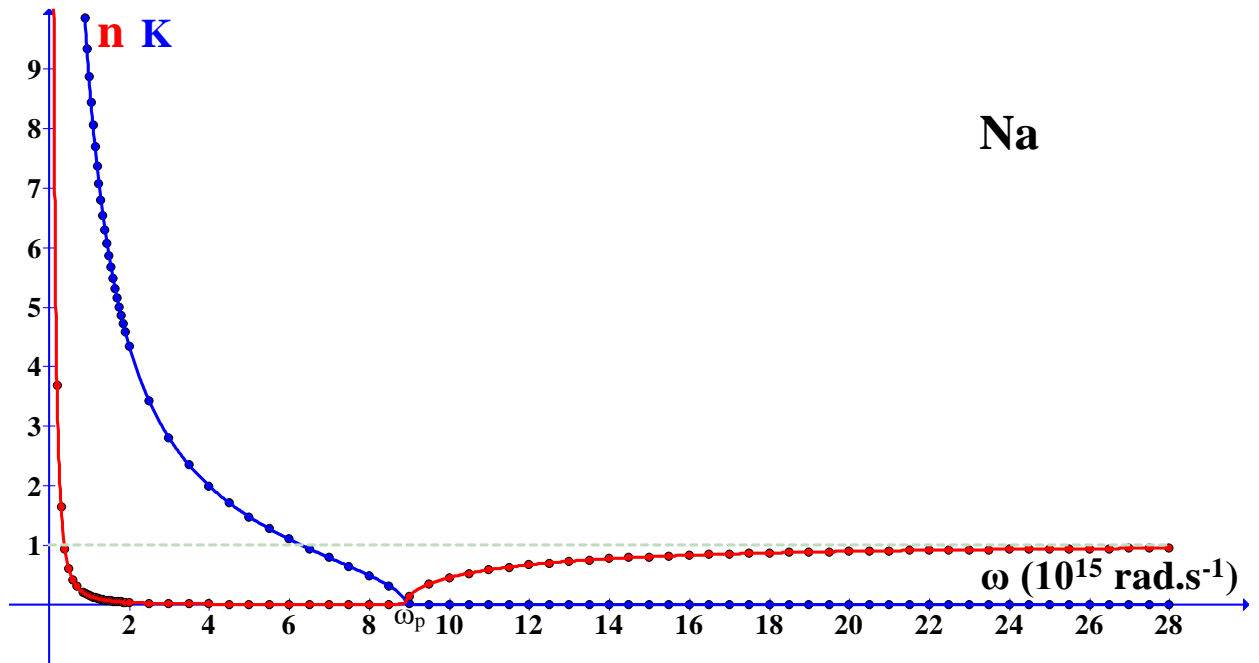


Figure II-7 : Variation des vecteurs d'onde k' (a) et k'' (b) en fonction de la pulsation ω dans le sodium ($\omega \succ \tau^{-1}$)

Les variables spatiale et temporelle sont séparées. L'onde subit une atténuation et cette atténuation ne sera pas liée à une valeur de k (ou de ϵ_2 ou de γ) non nulle (situation habituelle ou $n > 0$) mais au fait que N étant imaginaire pur (figure II-8 a et b). L'indice de réfraction « n » est nul. L'onde ne pénètre pas le conducteur [14].

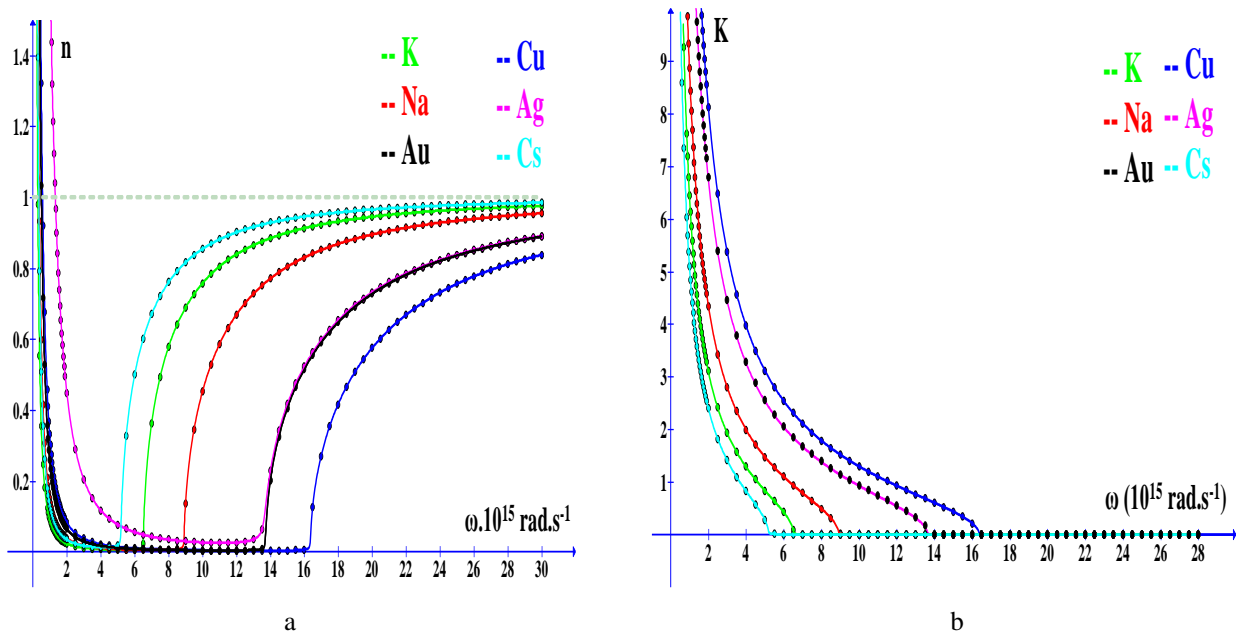


Figure II-8 : Variation de l'indice de réfraction n - a et du coefficient d'extinction K - b en fonction de la pulsation ω dans les six métaux ($\omega \succ \tau^{-1}$)
L'onde associée au champ électrique prend la forme :

$$\vec{E}(x, t) = \vec{E}_0 = \vec{E}_0 . e^{k''x} . e^{i\omega t} \quad \text{II-12}$$

C'est une onde stationnaire, conséquence d'une interférence entre l'onde incidente et l'onde réfléchie.

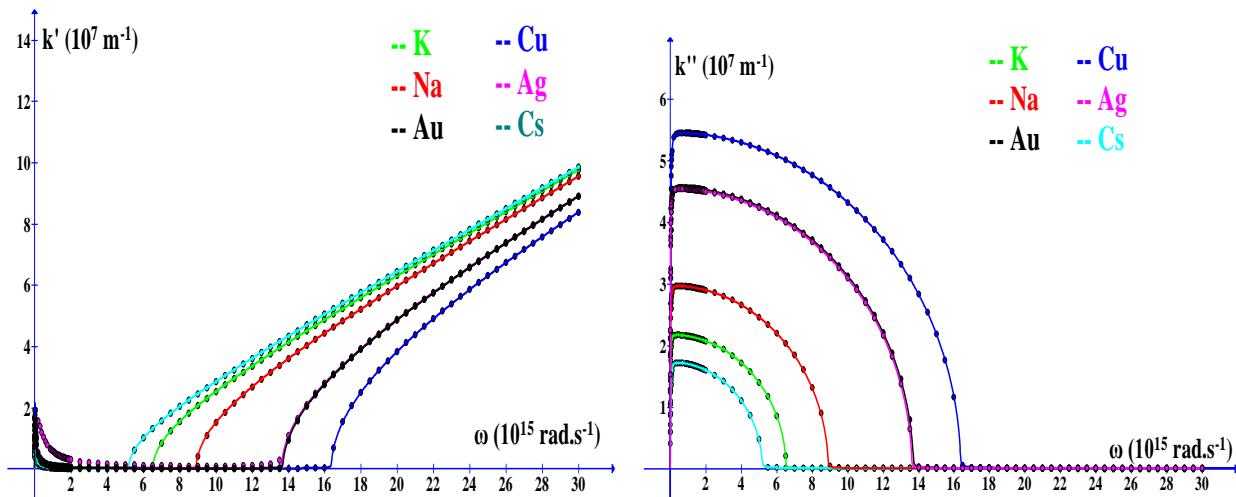


Figure II-9 : Variation des vecteurs d'onde k' (a) et k'' (b) en fonction de la pulsation ω dans les six métaux ($\omega \succ \tau^{-1}$)

La figure II-10 représente le coefficient de réflexion R et de transmission T dans le sodium, alors que la figure II-11-a-b, les coefficients de réflexion et de transmission dans les six métaux. Elle confirme les interprétations avancées ci-dessus et montre bien que le coefficient de réflexion R reste longtemps égal à un pour les fréquences inférieures à ω_p , ensuite il s'écarte de

cette valeur. Lorsqu'on s'approche de la fréquence plasma (fréquences $\omega \leq \omega_p$ et $\omega \geq \omega_p$), R chute brusquement vers zéro. Ce constat prédit une transparence totale et il sera traité dans le cas $\omega \succ \omega_p$.

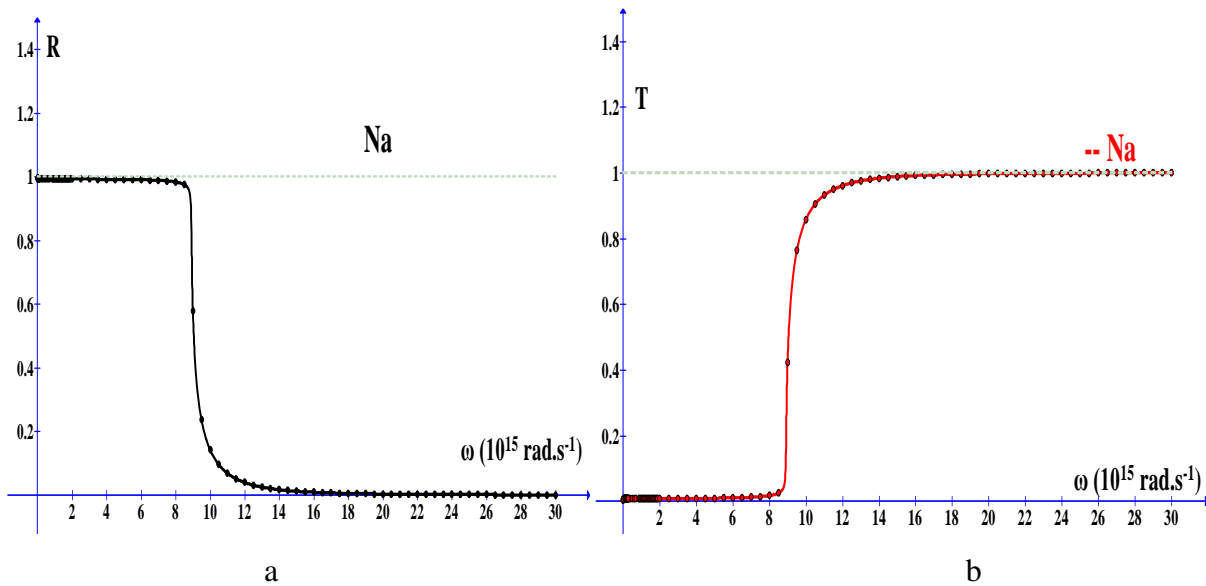


Figure II-10 : Variation du facteur de réflexion R et de transmission T en fonction de la pulsation ω dans le sodium ($\omega \succ \tau^{-1}$)

CAS : $\omega = \omega_p$: L'onde correspondante est une onde (électrique) longitudinale, appelée aussi onde de plasma. L'origine de cette onde est une conséquence directe de l'apparition d'une oscillation collective des électrons engendrée par la présence du champ électrique périodique [7]. En effet, lors de son déplacement causé par le champ électrique, un électron subit une force coulombienne de la part des charges immobiles, les ions massifs chargés positivement. Cette force de rappel à grande distance (électron-noyau) diffère de celle donnée par le modèle de Drude-Lorentz, qui est une force coulombienne à courte distance où seulement les charges liées sont concernées (équation I-38). Le milieu étant conducteur, l'onde plasma correspond à une oscillation de la densité de charges d'où l'appellation de la fréquence correspondante ω_p , fréquence plasma.

CAS : $\omega \succ \omega_p$: Sur les figures II-7 et 9, la partie imaginaire « k'' » du vecteur d'onde est nulle dans ce domaine de fréquence. Le vecteur d'onde est donc réel et $k=k'$, ce qui signifie que l'onde ne sera pas absorbée.

$$\underline{k} = k' = \pm \sqrt{\omega^2 - \omega_p^2} \tag{II-13}$$

A partir de ω_p , l'onde transmise se propage normalement avec une atténuation faible tendant vers zéro:

$$K \approx \gamma \omega_p^2 / 2\omega^2 c$$

II-14

Le milieu est donc considéré comme transparent puisque le coefficient de transparence T atteint rapidement la valeur unité, laissant le coefficient de réflexion R nul dans cette région (figure II-10 et II-11 a-b).

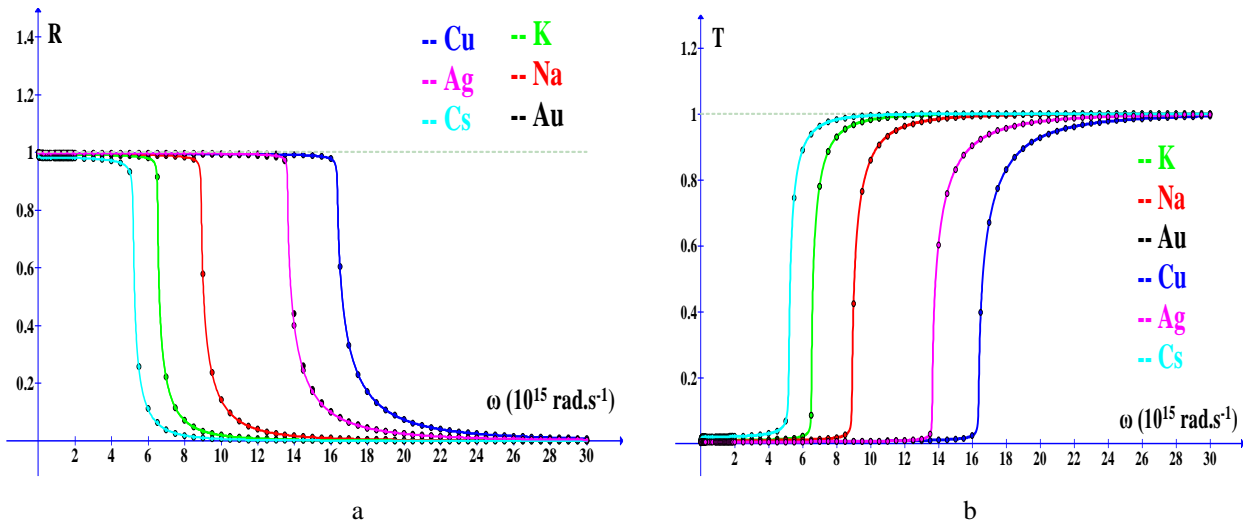


Figure II-11 : Variation du facteur de réflexion R et de transmission T en fonction de la pulsation de ω

dans les six métaux ($\omega \succ \tau^{-1}$)

Avec $k' = \pm \sqrt{\omega^2 - \omega_p^2}$, les vitesses de phase devient :

$$v_\varphi = \frac{\omega}{k'} = c\omega / \sqrt{\omega^2 - \omega_p^2} \quad \text{II-15}$$

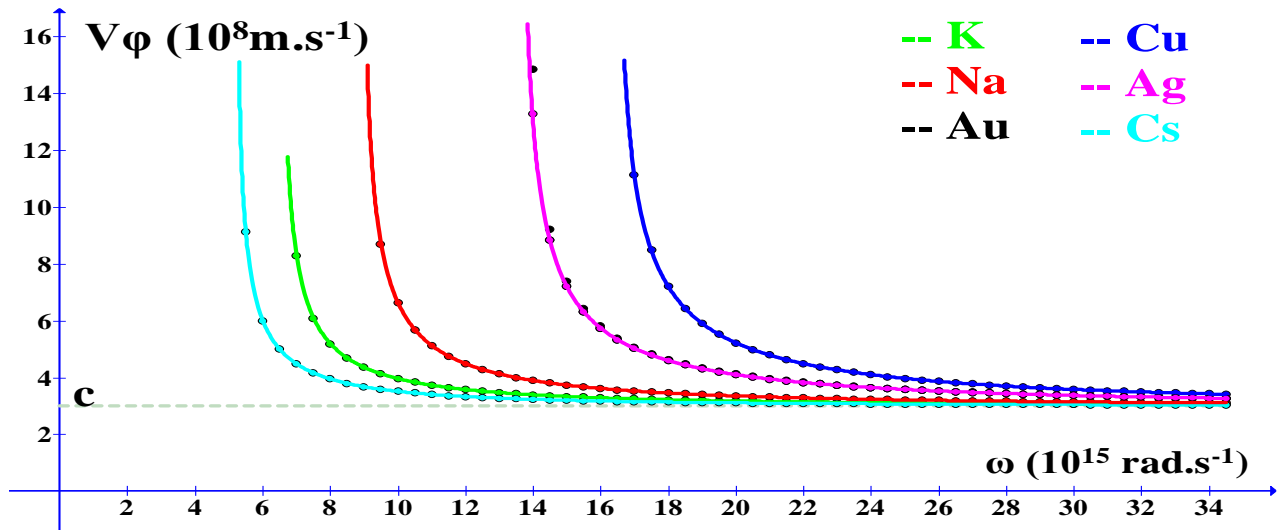


Figure II-12 : Variation de la vitesse de phase en fonction de la pulsation ω

dans les six métaux ($\omega \succ \tau^{-1}$)

Puisque la vitesse de propagation des ondes dépend de leur pulsation, le milieu est considéré comme dispersif.

A la limite des très hautes fréquences ($\omega \gg \omega_p$), la vitesse de propagation de l'onde tend vers la vitesse de la lumière et la permittivité tend vers l'unité c'est-à-dire vers la permittivité du vide (figure II-12). Le milieu se comporte alors comme le vide. Ce dernier ne dispose pas assez de temps pour réagir à l'onde, et se laisse passivement subir les oscillations des champs électromagnétiques.

La vitesse de groupe s'écrit
$$v_g = \frac{\omega}{k'} = \frac{c}{\omega} \sqrt{\omega^2 - \omega_p^2} \prec c$$
 II-16

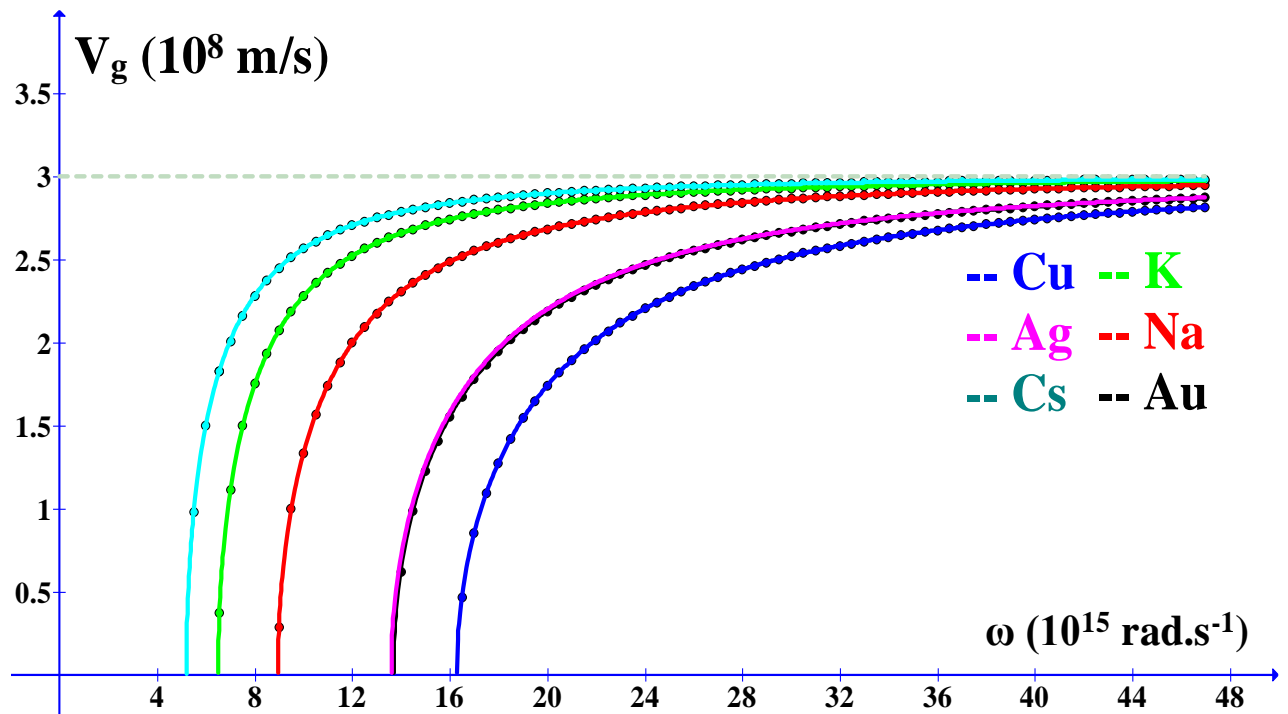


Figure II-13 : Variation de la vitesse de groupe en fonction de la pulsation ω dans les six métaux ($\omega \succ \tau^{-1}$)

Pour les fréquences supérieures à ω_p , on constate (figure II-13) que la vitesse de groupe croît rapidement pour atteindre la vitesse de la lumière ce qui prouve que le milieu se comportera comme le vide. Une autre confirmation de la transparence du milieu dans cette gamme de fréquence.

A l'intérieur, l'onde associée au champ électrique trouve des difficultés pour conserver sa longueur λ_0 lorsqu'elle était dans le vide. Elle paraît plus grande à partir de ω_p , mais elle diminue rapidement au fur et à mesure que la fréquence augmente pour atteindre ensuite celle du vide (figure II-14)

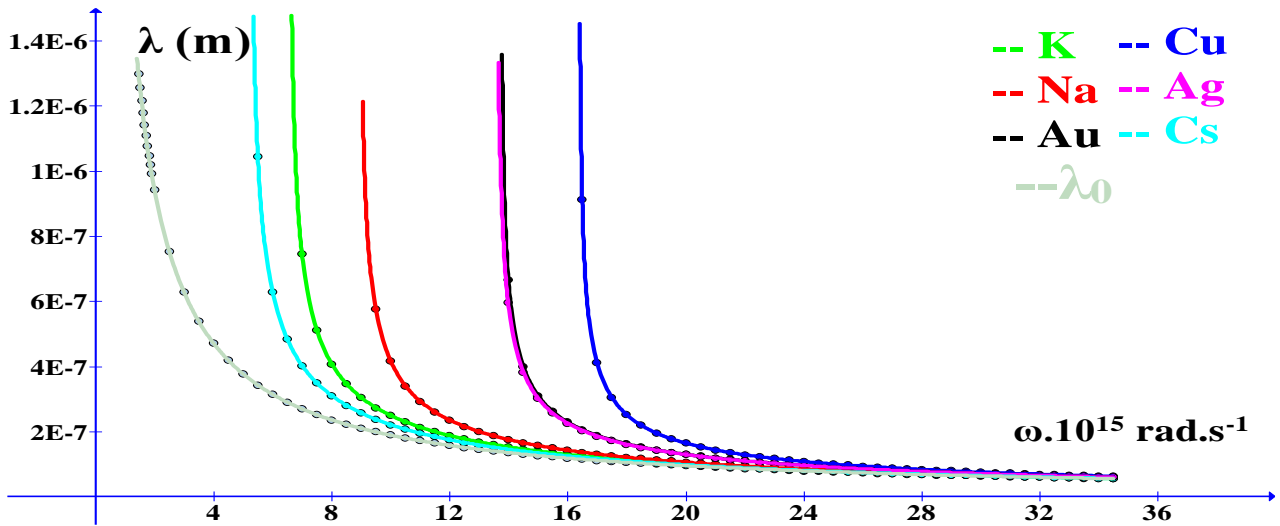


Figure II-14 : Variation de la longueur d'onde λ de phase en fonction de la pulsation ω

dans les six métaux ($\omega \succ \tau^{-1}$)

III- CONDUCTIVITE ELECTRIQUE

La densité de courant de conduction complexe, parcouru dans un conducteur parfait est donnée par :

$$\vec{j}(\omega) = Ne\vec{v}(\omega) = \frac{i\omega Ne^2/m}{-\omega^2 + i\omega\gamma} \vec{E}_0 \quad \text{II-17}$$

L'expression de la conductivité électrique correspondante est donnée par :

$$\sigma(\omega) = \frac{\epsilon_0 \omega_p^2}{\gamma + i\omega}$$

$$\sigma'(\omega) = \frac{\sigma(0)}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad \sigma''(\omega) = \frac{\omega \sigma(0) \tau}{1 + \omega^2 \tau^2}$$

Elle est complexe par le terme $i\omega$ au dénominateur. Ce terme indique qu'un déphasage entre le courant de conduction et le champ électrique de l'onde va apparaître. L'existence de ce déphasage dépend de la gamme de fréquences employées.

La figure II-15 désigne la partie réelle et imaginaire de la conductivité électrique par rapport à la conductivité statique $\sigma(0)$ en fonction de la fréquence ω dans le sodium.

Lorsque les périodes d'oscillation du champ électrique sont élevées par rapport au temps de relaxation τ , la partie réelle, qui l'emporte sur la partie imaginaire, tend vers la conductivité $\sigma(0)$ de Boltzmann. Le déphasage entre la densité de courant et le champ électrique est nul. Ici le métal réagit tout de suite au champ électrique de l'onde électromagnétique qui impose aux électrons un mouvement. Ce mouvement pousse le milieu à la création d'un champ électrique qui va se superposer au champ de l'onde. Par conséquent, l'onde électromagnétique se trouve ainsi modifiée. Lorsque les fréquences croient la conductivité réelle chute rapidement pour tendre vers zéro.

Quant à la partie imaginaire, on constate qu'au début, la conductivité croît d'une manière linéaire pour atteindre une valeur maximale égale à la moitié de celle de Boltzmann à la fréquence $\omega=1/\tau$ (flèches vertes), indiquant ainsi que les deux parties de la conductivité sont égales $\sigma'=\sigma''$, et par la suite elle décroît pour tendre vers zéro aux fréquences élevées. Ce résultat montre que le conducteur devient électriquement plus résistant au fur et à mesure que les fréquences augmentent.

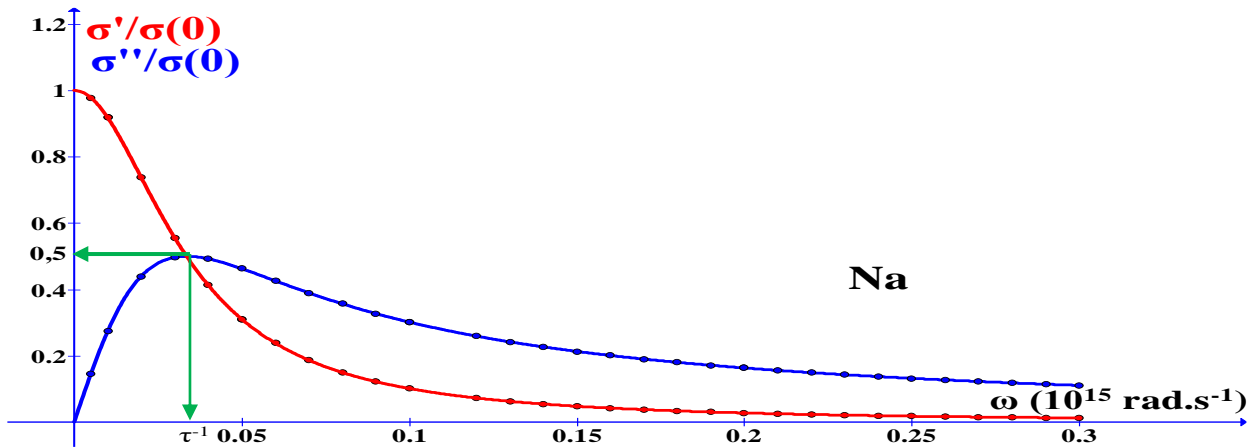


Figure II-15 : Variation des deux parties réelle et imaginaire de la conductivité électrique en fonction de la pulsation ω dans le sodium ($\omega \ll \omega_p$)

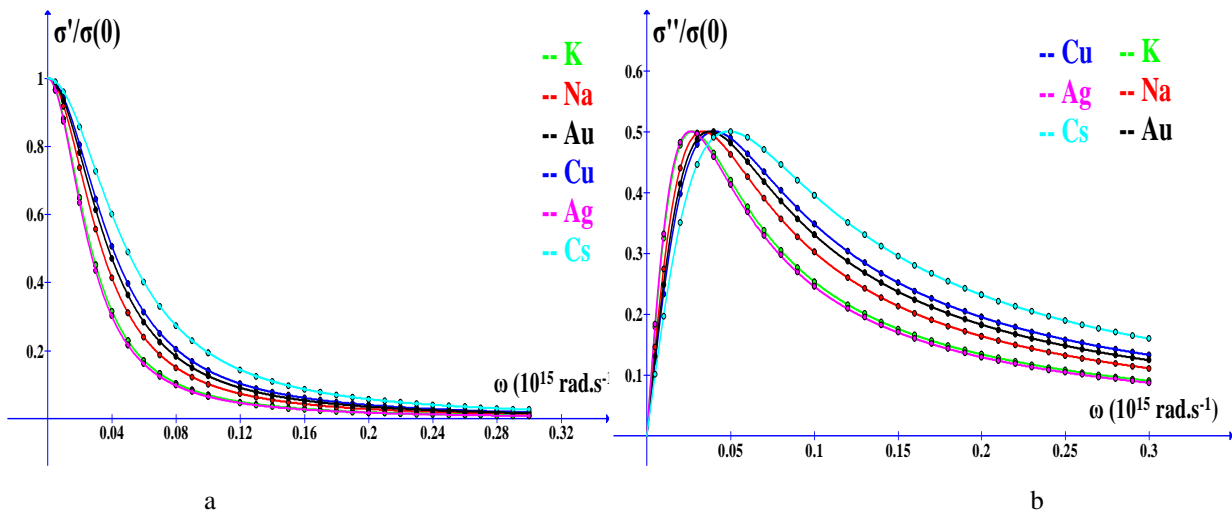


Figure II-16 Variation des deux parties réelle (a) et imaginaire (b) de la conductivité électrique en fonction de la pulsation ω dans les six métaux ($\omega \ll \omega_p$)

IV- CONCLUSION

Cette partie de notre travail a été consacrée à l'interprétation des résultats sur la réponse diélectrique ou encore la permittivité relative dans les milieux métalliques monovalents, aux ondes électromagnétiques et ce dans les domaines de l'infrarouge, visible et enfin l'ultra-violet.

A travers l'étude des différents paramètres physiques liés à la permittivité relative, les différents métaux étudiés ont montré qu'ils possèdent un pouvoir réflecteur significatif dans le domaine de fréquences inférieures à la fréquence plasma, et au dessus de cette limite, ils deviennent transparents, se comportant ainsi comme le vide. L'augmentation des fréquences provoque de plus en plus une résistance électrique remarquable de la part de ces métaux.

CONCLUSION GENERALE

Ce travail a été réalisé au département de physique. L'objectif de cette étude théorique basée sur le modèle de Drude-Lorentz est d'observer la réaction de certains milieux métalliques aux ondes électromagnétiques. Le comportement de ces ondes s'avère différent selon le domaine de fréquence. Trois domaines du spectre électromagnétique ont été exploités : l'infrarouge, le visible et l'ultra-violet. L'étude des deux parties réelle et imaginaire du vecteur d'onde est déterminante et illustre bien le comportement de l'onde lors de sa rencontre avec le milieu.

Lorsque $\omega \ll \tau^{-1} \ll \omega_p$, les deux parties prennent les mêmes valeurs ensuite l'écart devient visible et s'élargit au fur et à mesure que la fréquence s'élève. La fonction d'onde comporte un terme décrivant une atténuation et un autre, une propagation, avec une vitesse de phase qui théoriquement augmente avec la fréquence, cependant, la présence du terme d'atténuation empêche l'onde d'aller plus loin et limite sa propagation sur une distance de quelques valeurs de l'épaisseur de peau. L'onde ainsi obtenue correspond à une onde évanescente, c'est-à-dire une onde ne se propageant pas dans le milieu.

Lorsque la fréquence s'élève encore, l'écart entre les deux parties du vecteur d'onde devient important et on assiste à une domination flagrante de la partie imaginaire jusqu'à $\omega = \omega_p$. Le vecteur d'onde est imaginaire pur et l'onde ne pénètre pas dans le milieu. Le facteur de réflexion égal à un, confirme le grand pouvoir réflecteur des métaux pour les fréquences inférieures à ω_p .

Lorsque $\omega = \omega_p$, l'onde correspondante est une onde plasma. Elle est à l'origine d'une oscillation collective des électrons engendrée par la présence du champ électrique périodique.

Lorsque $\omega \gg \omega_p$, le vecteur d'onde est désormais réel, signifiant que l'onde ne sera pas absorbée mais plutôt elle se propage normalement avec une atténuation faible tendant vers zéro. Le milieu ressemble au vide, bien confirmé par la tendance rapide et simultanée vers la valeur unité du facteur de transparence, ainsi que de l'indice de réfraction.

Quant à la conductivité électrique, on constate l'apparition d'une partie imaginaire dominée par la partie réelle lorsque les fréquences sont faibles devant τ^{-1} et le déphasage entre la densité de courant et l'onde associée au champ électrique est nul, indiquant que le métal réagit tout de suite au champ. L'augmentation des fréquences contraint le métal à devenir électriquement plus résistant, un résultat illustré par la décroissance rapide de la conductivité vers une valeur nulle dans ce domaine de fréquences.

Ces résultats très intéressants nous offrent, pour la suite, la possibilité de continuer cette étude d'une manière plus approfondie, et éventuellement sur d'autres types de milieu tels les diélectriques ainsi que les semiconducteurs.

REFERENCES
BIBLIOGRAPHIQUES

- [1]<https://e-cours.univ-paris1.fr/modules/uved/envcal/html/rayonnement/1-rayonnement-electromagnetique/1-4-spectre-electromagnetique.html> , dernière consultation le 10 juin
- [2]https://www.researchgate.net/figure/Les-differents-domaines-du-spectre-electromagnetique_fig1_30514255 dernière consultation le 10 juin
- [3]http://www.ipgp.fr/~grandin/Raphael_Grandin_personal_web_page/Teaching_files/4_milieu_x.pdf , dernière consultation le 10 juin
- [4] H. Gié et JP Sarmant, Electricité 2^{ème} année 1979 édition J.-B. Baillière
- [5] H. Kalt, Claus F. Klingshirn, Semiconductor Optics 1, Linear Optical Properties of Semiconductors, Fifth Edition, 2019, Springer
- [6] R. Annequin et J.Boutigny, Electricité 2, 1978, 3^{ème} édition, Vuibert
- [7] F. Wooten, Optical Properties of Solids, 1972, Academic Press NY
- [8] C. Kittel, Physique de L'Etat Solide, 7^{ème} édition 1998, Dunod
- [9] M. S. Dresselhaus, Solid State Physics Part II Optical Properties of Solids
- [10] Chritain.Garing, Milieux Diélectriques (électromagnétisme dans la matière) 1995 édition ellipses
- [11]https://www.tibtech.com/conductivite.php?lang=fr_FR, dernière consultation le 10 juin 2022
- [12]<https://fr.wikipedia.org/wiki/Potassium>, dernière consultation le 10 juin
- [13]<https://fr.wikipedia.org/wiki/Césium>, dernière consultation le 10 juin
- [14]<https://fr.wikipedia.org/wiki/Sodium>, dernière consultation le 10 juin
- [15]David B. Tanner, Optical Effects in Solids, 2019, Cambridge, University Press
- [16]J. Cazaux, Initiation à la physique du solide, 3^{ème} édition Masson

RESUME

Cette étude théorique basée sur le modèle de Drude-Lorentz a permis d'observer la réaction de certains milieux métalliques, aux ondes électromagnétiques. Le comportement de ces ondes s'avère différent selon le domaine de fréquence. Trois domaines du spectre électromagnétique ont été exploités : l'infrarouge, le visible et l'ultra-violet. L'étude des deux parties réelle et imaginaire du vecteur d'onde est déterminante et illustre bien le comportement de l'onde lors de sa rencontre avec le milieu.

Lorsque $\omega \ll \tau^{-1} \ll \omega_p$, les deux parties prennent les mêmes valeurs ensuite l'écart devient visible et s'élargit au fur et à mesure que la fréquence s'élève. La fonction d'onde comporte un terme décrivant une atténuation et un autre, une propagation, avec une vitesse de phase qui théoriquement augmente avec la fréquence, cependant, la présence du terme d'atténuation empêche l'onde d'aller plus loin et limite sa propagation sur une distance de quelques valeurs de l'épaisseur de peau. L'onde ainsi obtenue correspond à une onde évanescente, c'est-à-dire une onde ne se propageant pas dans le milieu.

Lorsque la fréquence s'élève encore, l'écart entre les deux parties du vecteur d'onde devient important et on assiste à une domination flagrante de la partie imaginaire jusqu'à $\omega = \omega_p$. Le vecteur d'onde est imaginaire pur et l'onde ne pénètre pas dans le milieu. Le facteur de réflexion égal à un, confirme le grand pouvoir réflecteur des métaux pour les fréquences inférieures à ω_p .

Lorsque $\omega = \omega_p$, l'onde correspondante est une onde plasma. Elle est à l'origine d'une oscillation collective des électrons engendrée par la présence du champ électrique périodique.

Lorsque $\omega \gg \omega_p$, le vecteur d'onde est désormais réel, signifiant que l'onde ne sera pas absorbée mais plutôt elle se propage normalement avec une atténuation faible tendant vers zéro. Le milieu ressemble au vide, bien confirmé par la tendance rapide et simultanée vers la valeur unité du facteur de transparence, ainsi que de l'indice de réfraction.

Quant à la conductivité électrique, l'augmentation des fréquences contraint le métal à devenir électriquement plus résistant, un résultat illustré par la décroissance rapide de la conductivité vers une valeur nulle au fur et à mesure que les fréquences s'étendent vers les valeurs élevées.

MOTS CLES:

Onde électromagnétique - Spectre électromagnétique - Dipôle électrique – Polarisation - Vecteur déplacement - Champ électrique extérieur - Champ dépolarisant - Champ local - Constante diélectrique - Diélectrique - Permittivité électrique relative - vecteur d'onde - longueur d'onde – vitesse de phase – vitesse de groupe- indice de réfraction complexe- conductivité électrique - Métal - Gaz électronique- Fréquence plasma.

ABSTRACT

This theoretical study based on the Drude-Lorentz model made it possible to observe the reaction of certain metallic media to electromagnetic waves. The behavior of these waves turns out to be different depending on the frequency domain. Three areas of the electromagnetic spectrum have been exploited: infrared, visible and ultraviolet. The study of the two real and imaginary parts of the wave vector is decisive and illustrates well the behavior of the wave during its encounter with the medium.

When $\omega \ll \tau^{-1} \ll \omega_p$, the two parts take the same values then the difference becomes visible and widens as the frequency increases. The wave function includes a term describing an attenuation and another, a propagation, with a phase velocity which theoretically increases with frequency, however, the presence of the attenuation term prevents the wave from going further and limits its propagation over a distance of a few values of the thickness of the skin. The wave thus obtained corresponds to an evanescent wave, that is to say a wave which does not propagate in the medium.

As the frequency increases, the difference between the two parts of the wave vector becomes large and there is a clear predominance of the imaginary part up to $\omega = \omega_p$. The wave vector is purely imaginary and the wave does not penetrate the medium. The reflectance equal to one confirms the high reflectivity of metals for frequencies below ω_p .

When $\omega = \omega_p$, the corresponding wave is a plasma wave. It is at the origin of a collective oscillation of the electrons generated by the presence of the periodic electric field.

When $\omega \gg \omega_p$, the wave vector is now real, which means that the wave will not be absorbed but will propagate normally with low attenuation tending to zero. The medium looks like a vacuum, well confirmed by the rapid and simultaneous evolution towards the unit value of the transparency factor, as well as the refractive index.

As for the electrical conductivity, the increase in frequencies forces the metal to become electrically more resistant, a result illustrated by the rapid decrease in conductivity towards a zero value as the frequencies extend towards higher values.

KEY WORDS:

Electromagnetic wave - Electromagnetic spectrum - Electric dipole - Polarization - Displacement vector - External electric field - Depolarizing field - Local field - Dielectric constant - Dielectric - Relative electric permittivity - Wave vector - Wavelength - Phase velocity - Velocity of group - Complex refractive index - Electrical conductivity - Metal - Electronic gas - Plasma frequency.

نبذة مختصرة

أتاحت هذه الدراسة النظرية المستندة إلى نموذج Drude-Lorentz مراقبة تفاعل بعض الوسائط المعدنية مع الموجات الكهرومغناطيسية. اتضح أن سلوك هذه الموجات يختلف باختلاف مجال التردد. تم استغلال ثلاث مناطق من الطيف الكهرومغناطيسي: الأشعة تحت الحمراء والمرئية والأشعة فوق البنفسجية. تعتبر دراسة الأجزاء الحقيقية والخيالية من متجه الموجة أمرًا بالغ الأهمية وتُظهر جيدًا سلوك الموجة عندما تصادف وسيطًا.

عندما $\omega \ll \tau^{-1} \ll \omega_p$ يتبنى كلا الطرفين نفس القيم ، تصبح الفجوة مرئية وتتسع في كثير من الأحيان. تتضمن دالة الموجة مصطلحًا يصف التوهين وآخر ، الانتشار ، مع سرعة طور تزداد نظريًا مع التردد ، ومع ذلك ، فإن وجود مصطلح توهين يبطئ تقدم الموجة ويحد من انتشارها إلى عدد قليل من القيم بعيدا عن سماكة الجلد. وبالتالي فإن الموجة التي تم الحصول عليها تتوافق مع موجة سريعة الزوال ، أي موجة لا تنتشر في الوسط.

عندما يزداد التردد مرة أخرى ، يصبح الفرق بين جزأي متجه الموجة كبيرًا ويكون هناك تحكم صارم في الجزء التخيلي الموحد $\omega = \omega_p$ حتي . متجه الموجة هو مجرد خيال ولا تخترق الموجة الوسط. يؤكد انعكاس واحد الانعكاس العالي للمعادن للترددات الأقل من ω_p .

عندما $\omega = \omega_p$ تكون الموجة المقابلة موجة بلازما. إنها نتيجة التذبذب الجماعي للإلكترونات الناتج عن وجود المجال الكهربائي الدوري.

عندما $\omega \gg \omega_p$ يكون متجه الموجة حقيقيًا الآن ، فهذا يعني أنه لن يتم امتصاص الموجة ولكنها ستنتشر بشكل طبيعي مع توهين منخفض يتجه نحو الصفر. الوسط يشبه الفراغ ، وهو ما يؤكد بشكل جيد الاتجاه السريع والمتزامن نحو وحدة عامل الشفافية وكذلك معامل الانكسار.

أما بالنسبة للناقلية الكهربائية ، فإن ارتفاع الترددات تجعل المعدن أكثر مقاومة للكهرباء ، نلاحظها من خلال الانخفاض السريع في للناقلية نحو قيمة معدومة عند تمديد الترددات نحو القيم العالوية

الكلمات الدالة:

الموجة الكهرومغناطيسية - الطيف الكهرومغناطيسي - ثنائي القطب الكهربائي - الاستقطاب - شعاع الإزاحة - المجال الكهربائي الخارجي - مجال إزالة الاستقطاب - المجال المحلي - ثابت العزل - العازل - السماحية الكهربائية النسبية - ناقل الموجة - الطول الموجي - سرعة الطور - سرعة المجموعة - معامل الانكسار المركب - الناقلية الكهربائية - المعادن - الغازات الإلكترونية - تردد البلازما.