

B1a) • Une onde est plane si la surface d'onde est un plan (d'extension infinie en principe, donc il n'est ici qu'une approximation car on a $\lambda = 4 \text{ nm}$).

• Onde progressive si son allure oscillante dépend de $t - \frac{z}{c}$ (c'est le cas ici).

• Onde monochromatique : le champ $\vec{E}$ est caractérisé par une fréquence temporelle ω unique.

• L'onde étudiée est polarisée rectiligne ment car son champ $\vec{E}$ garde une direction constante.

b. L'onde ne se propage dans le sens des z croissants à la vitesse $c = \frac{\omega}{k}$ (on approxime l'air à du vide). En utilisant la relation de structure de l'onde plane progressive dans le vide :

$$\vec{E} = \vec{u}_z \wedge \vec{E} \Leftrightarrow \vec{E} = \frac{E_0}{c} \vec{u}_y \cos(\omega t - k z)$$

$$c. \vec{\pi} = \frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{\mu_0} = \frac{E_0^2}{\mu_0 c} \vec{u}_y \cos^2(\omega t - k z)$$

$$d. P = \left\langle \int \vec{\pi} \cdot d\vec{s} \right\rangle \Leftrightarrow P = \frac{E_0^2}{2\mu_0 c} \lambda$$

$$D'où E_0 = \sqrt{2\mu_0 c \frac{P}{\lambda}}$$

$$\text{On vérifie que } E_0 \ll E_a \quad \text{A.N. : } E_0 = 7,9 \cdot 10^5 \text{ V/m}$$

B2a) ? Sous une pression donnée, le changement d'état se produit à une température unique donnée $T(P_0)$. Les enthalpies libres marquées des 2 phases à $P_0, T(P_0)$ sont identiques.

$$\text{En revanche } g_1(P_0, T(P_0)) = g_2(P_0, T(P_0))$$

$$h_2(P_0, T(P_0)) - h_1(P_0, T(P_0)) = L \quad (\text{chaleur latente})$$

$$\text{et } h_2(P_0, T(P_0)) - h_1(P_0, T(P_0)) = \frac{L}{T(P_0)}$$

b. Premier Principe : Pour un système massico-élastique, en équilibre avec son environnement extérieur, on a :

U : somme des énergies cinétiques microscopiques et des énergies potentielles d'interaction entre les différentes parties du système et telle que U peut varier :

• par échange de matière avec l'extérieur

• par échange de travail ou par transfert thermique avec l'extérieur

Pour un système fermé : $\Delta(E + U) = Q + W$ où E est l'énergie mécanique macroscopique du système

Pour évaluer la température et faire fondre le volume $V = \lambda$ de métal, il faut un temps Δt tel que : $P \Delta t = Q = \Delta H \text{ métal}$

$$P \cdot \Delta t = e \cdot \Delta \mu \left(C(T_f - T_0) + L_f \right)$$

Soit :

$$\Delta t = e \Delta \mu \frac{C(T_f - T_0) + L_f}{P}$$

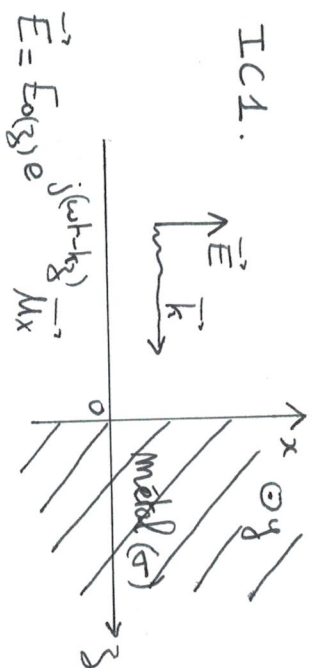
$$\frac{A.N.}{\Delta t} = 4,5 \cdot 10^{-2} \quad \left(\begin{array}{l} \text{NB : on travaille avec H car il s'agit de phases condensées, donc } P = \text{cte, donc } \Delta H = Q \text{ (isobare)} \end{array} \right)$$

$$c. v_L = \frac{e}{\Delta t} \quad \text{A.N. : } v_L = 0,1 \text{ m/s}$$

d. Les lasers sont utilisés en chirurgie, pour mesurer des distances, des vitesses, etc.

Ajoutons à cela des multiplexes acoustiques dans les laboratoires : refroidissement Doppler, excitation des niveaux d'énergie précis de certains atomes.

IC1.



a) loi d'Ohm locale $\vec{j} = \sigma \vec{E}$
dans le métal de conductivité σ .

b) conservation de la charge:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\vec{j}) = 0 \quad \text{et} \quad \text{div} \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}$$

$$\Leftrightarrow \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\sigma}{\epsilon_0} \rho = 0$$

$$c) \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\rho}{\tau} = 0 \quad \text{avec} \quad \tau = \frac{\epsilon_0}{\sigma} \approx 10^{-19} \text{ s.}$$

La relaxation du la charge vers $\rho(t) = 0$ est beaucoup plus rapide que les oscillations du champ électrique: de bon point de ve, on peut dire que $\rho \approx 0, \forall t$.

IC2.

a) Maxwell-Ampère: $\text{rot} \vec{E} = \mu_0 \vec{j} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$

En RSF, $|\frac{\partial \vec{E}}{\partial t}| = \omega E$. On évalue le rapport suivant:

$$\frac{\mu_0 \sigma E}{\mu_0 \epsilon_0 \omega E} = \left(\frac{\sigma}{\epsilon_0 \omega} \right) \cdot \frac{1}{\omega} \rightarrow 10^9 \text{ ou max.}$$

donc $\text{rot} \vec{B} \approx \mu_0 \vec{j}$.

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

$$\frac{\rho}{\epsilon_0} \approx 0 \quad \text{donc}$$

$$\boxed{\Delta \vec{E} = \mu_0 \sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}} \quad \text{équation de diffusion.}$$

b) on injecte $\vec{E} = E_0(z) e^{j(\omega t - kz)} \vec{u}_x$; avec $\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = j\omega \vec{E}$ et $\Delta \vec{E} = (-jk)^2 \vec{E}$.

$$(-jk)^2 = \mu_0 \sigma j\omega = -k^2 \quad \text{soit} \quad k^2 = -j\omega \mu_0 \sigma$$

$$\text{donc} \quad k = \pm \frac{1-j}{\sqrt{2}} \sqrt{\omega \mu_0 \sigma} = \pm \frac{1-j}{\delta}$$

Ainsi, les solutions physiquement acceptables étant non divergentes pour $z \rightarrow +\infty$,

on a: $\vec{E}(z,t) = E_0 e^{-z/\delta} e^{j(\omega t - z/\delta)} \vec{u}_x$ et $\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu_0 \sigma}}$ donc dissipatif.
atténuation $\rightarrow$ propagation

Conservation de l'énergie incidente: une partie est dissipée par effet Joule dans l'épaisseur de peau (i.e. là où $E \neq 0$) et les charges mobilisées en surface se mettent à osciller à la pulsation ω , créant une onde réfléchie.

Pour un conducteur parfait ($\sigma \rightarrow +\infty$), il n'y a pas d'effet Joule: 100% réfléchi.

c) $\vec{j} = \sigma \vec{E} = \sigma E_0 e^{-z/\delta} e^{j(\omega t - z/\delta)} \vec{u}_x$ non nulle sur quelques δ seulement.

$$\delta(50 \text{ Hz}) = 8 \text{ mm}; \quad \delta(50 \text{ kHz}) = 0,26 \text{ mm}; \quad \delta(50 \text{ MHz}) = 8 \mu\text{m}.$$

Le courant crée dans le métal pour l'onde incidente est contenu dans une couche de quelques δ d'épaisseur, diminuant fortement en hautes fréquences.

Il reste donc en surface du métal; on parle d'une peau de courant.

Au dessus du Gigahertz, le champ $\vec{E}$ et donc le courant électrique sont nuls dans un métal (ex: fil électrique): il faut alors trouver un autre moyen de transport.

on peut retrouver par exemple des guides d'ondes pour propager des ondes de fréquence $f \gtrsim 100 \text{ GHz}$ ou des fibres optiques (pour les guides optiques $f \sim 10^{15} \text{ Hz}$)

IC 3a. Dans le conducteur parfait $\vec{E} = \vec{0}$

D'après la relation de parage, du champ électrostatique à la traversée d'une surface chargée:

Niveau ① Niveau ②

$\vec{m}_{12}$ conducteur

$$\vec{E}_2 - \vec{E}_1 = \frac{\sigma}{\epsilon_0} \vec{m}_{12} \quad \text{ici la charge surfacique est nulle} \Rightarrow \vec{E}_2 = \vec{E}_1 = \vec{0}$$

$$\text{Donc } \vec{E}(z=0, t) = \vec{0}$$

IC 3b. La relation du a) n'est pas vérifiée par $\vec{E}_i$. Il existe donc nécessairement une onde réfléchie caractérisée par un champ $\vec{E}_r$ tel que en $z=0$: $\vec{E}_i + \vec{E}_r = \vec{0}$ (1)

Conformément au programme, on admet que l'onde réfléchie a une structure d'onde plane progressive se propageant dans le sens des z décroissants

$$\vec{E}_r = \vec{E}_0 e^{i(\omega' t + k' z)}$$

Pour avoir la relation (1) en $z=0$: $\omega = \omega'$ et donc $k = k' = k$

De plus $\vec{E}_n$ est donc porté par x . $E_n z = 0$

$$\text{Donc } \vec{E}_n(z, t) = -E_0 e^{i(\omega t + k z)} \vec{u}_x$$

$$\begin{aligned} \text{IC 3c. } \vec{E}(z, t) &= \vec{E}_i + \vec{E}_r \\ &= E_0 e^{i\omega t} (e^{-ikz} - e^{ikz}) \vec{u}_x \end{aligned}$$

$$\vec{E}(z, t) = -E_0 2j e^{j\omega t} \sin kz \vec{u}_x$$

$$\text{Donc } \vec{E}(z, t) = +2E_0 \sin kz \sin \omega t \vec{u}_x$$

Il s'agit d'une onde stationnaire car E est le produit d'une fonction de l'espace par une fonction du temps

$$\begin{aligned} \text{aux nœuds de } E, \quad E = 0 \text{ pour tout } t \\ \text{est } \sin kz = 0 \Leftrightarrow z = \frac{n\pi}{k} = \frac{n\pi d}{2\pi}, \text{ mention} \end{aligned}$$

Où

$$z_{E,p} = +p \frac{\lambda}{2}$$

$$\text{IC 3d. } \vec{B}_i = \frac{E_0}{c} e^{i(\omega t - kz)} \vec{u}_y$$

De même

$$\vec{B}_r = -\frac{\mu_0}{c} \sin kz \vec{E}_n$$

$$\text{soit } \vec{B}_n = \frac{E_0}{c} e^{i(\omega t + kz)} \vec{u}_y$$

$$\text{Donc } \vec{B}(z, t) = \vec{B}_i + \vec{B}_r = \frac{E_0}{c} e^{j\omega t} (e^{jkz} - e^{-jkz}) = \frac{2E_0}{c} e^{j\omega t} \cos(kz) \vec{u}_y$$

Les nœuds de $B(y,t)$ sont définis par $\cos(ky) = 0$:

$$\cos(ky) = 0 \Leftrightarrow ky = (2p+1) \frac{\pi}{2} \text{ avec } p \text{ entier.}$$

$\Leftrightarrow$

$$\boxed{\delta_{B,p} = (2p+1) \frac{\pi}{2} \cdot \frac{\lambda}{2\pi} = (p + \frac{1}{2}) \frac{\lambda}{2}}$$

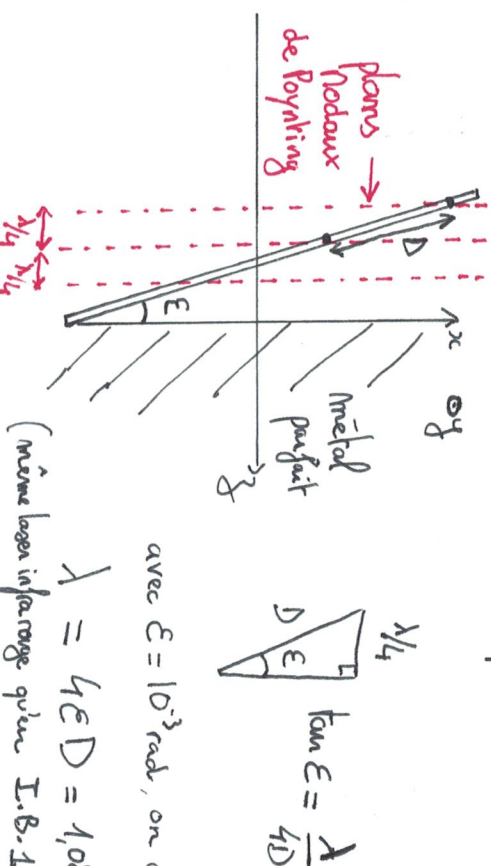
II.D.1. Cette expérience reprend exactement la situation étudiée précédemment, mais avec une onde dans le domaine optique ($f \approx 10^{14}$ Hz donc on est à la limite de validité du modèle utilisé avec la loi d'Ohm à conductivité réelle).

On suppose par ailleurs que le film photosensible ne perturbe en rien le comportement de l'onde stationnaire qui se met en place au dehors du métal parfait.

Le film est sensible à l'éclairement (= intensité lumineuse, autrement dit, au vecteur de Poynting).

Le vecteur $\vec{\Pi} = \frac{1}{\mu_0} \vec{E} \wedge \vec{B}$ s'annule à chaque fois que $\vec{E} \parallel$ ou $\vec{B}$ s'annule, il présente donc deux fois plus de nœuds et de ventres : la période spatiale des nœuds de $\vec{\Pi}$ est donc $\frac{\lambda}{4}$.

D.2



avec $E = 10^{-3}$ rad, on a :

$$\lambda = 4ED = 1,08 \mu\text{m}.$$

(même laser infrarouge qu'en I.B.1)

D.3 Le film est sensible à la norme de $\vec{\Pi}$, donc au carré du champ $\vec{E}$: la polarisation n'importe pas, mais cette hypothèse de polarisation rectiligne a permis de simplifier les calculs. Si le film transparent d'indice n est trop épais, la lumière y sera déviée selon les lois de la réfraction et de la réflexion, et les zones sombres et claires ne seront pas à la même position sur le film, en fonction de la profondeur dans le film. Cela rendra difficile la détermination expérimentale de la distance D . Il faut donc choisir une épaisseur faible devant D .