1. Questions (20 points)

1. 

densité volumique de charges de polarisation

$\rho_p = -\operatorname{div} \vec{P} = 0$ 1

1

densité surfacique des charges de polarisation

$\sigma_p = \vec{P} \cdot \vec{e_r} = P \cos\theta$ 1

2a) * polarisabilité électronique : déplacement et déformation du nuage électronique sous l'effet d'un champ électrique

1

* polarisabilité atomique ou ionique : déplacement des atomes ou des ions par rapport à leur position d'équilibre dans l'édifice

1 moléculaire ou cristallin dans lequel il se trouve (sous l'effet d'un champ électrique

* polarisabilité d'orientation : rotation de molécules polaires

1 sous l'effet d'un champ électrique

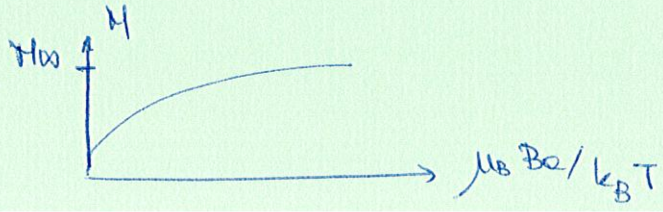
b) si on applique un champ électrique oscillant, on peut distinguer

1 les différents mécanismes car ils apparaissent à des fréquences différentes.

3. Dans un milieu diélectrique dispersif, la permittivité dépend de la pulsation ω. Ainsi l'indice du milieu et la vitesse de propagation des ondes dépendent de la pulsation de l'onde ω.

3 Lors de sa propagation, un paquet d'onde se déformera, car chacune des ondes planes le composent aura 1 vitesse de phase différente.

4. Dans un milieu paramagnétique



$M = M_\infty \, \mathrm{th}\left(\frac{\mu_B B_a}{k_B T}\right)$

$M_\infty = n \mu_B$

n = densité

B_a champ magnétique appliqué

$\mu_B B_a \gg k_B T$ les moments magnétiques ont tendance à s'aligner dans la direction du champ (cas champ magnétique fort, température

2 faible) : saturation de l'aimantation à $n\mu_B$ quand tous les moments magnétiques sont alignés

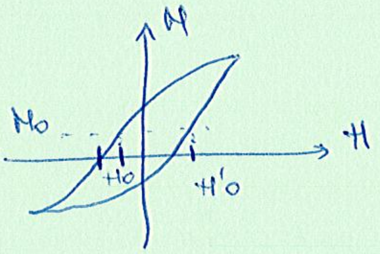
$\mu_B B_a \ll k_B T$ (cas champ magnétique faible, température forte)

l'aimantation tend vers 0. L'agitation thermique a tendance

2 à orienter les moments magnétiques dans des directions aléatoires.

5 a) l'aimantation d'un matériau ferromagnétique dépend de "l'histoire" antérieure du matériau

2 cycle d'hystérésis



l'aimantation M (et le champ magnétique B) ne prennent pas les mêmes valeurs en champ H croissant ou en champ H décroissant

b) ferromagnétiques doux : champ coercitif faible, cycle d'hystérésis étroit, leur aimantation peut être facilement modifiée, pertes énergétiques faibles

2 applications : appareils où le champ magnétique varie moteurs, transformateurs, électroaimants

ferromagnétiques durs ; fort champ coercitif, magnétisme rémanent difficile à supprimer

2 applications ; aimants permanents.

2. Propagation d'une onde (25 points)

1. $\begin{cases} \mathrm{div}\,\vec{D} = \rho_{libre} = 0 & \text{milieu non chargé} \quad 0,5 \\ \mathrm{div}\,\vec{B} = 0 & 0,5 \\ \vec{\mathrm{rot}}\,\vec{E} = -\dfrac{\partial \vec{B}}{\partial t} & 0,5 \\ \vec{\mathrm{rot}}\,\vec{H} = \vec{j}_{libre} + \dfrac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \dfrac{\partial \vec{D}}{\partial t} & \text{milieu très bon isolant} \quad 0,5 \\ \text{milieu LHI d'indice } n \quad \vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E} \text{ et } \varepsilon_r = n^2 & 0,5 \end{cases}$

$\mathrm{div}\,\vec{E} = 0$ (car $\mathrm{div}\,\vec{D} = 0$) 0,5

milieu non magnétique $\vec{H} = \vec{B}/\mu_0$ 0,5

donc $\vec{\mathrm{rot}}\,\vec{B} = \mu_0 \varepsilon_0 n^2 \dfrac{\partial \vec{E}}{\partial t}$ 0,5

2a) $\vec{k} = k\,\vec{e_z}$ $\quad k = \dfrac{\omega}{c} n$ 0,5

vitesse de propagation $v = c/n$ 0,5

b) $\underline{\vec{E}} = E_0\, e^{i(kz-\omega t)}\, \vec{e_x}$ 1

$\vec{\mathrm{rot}}\,\underline{\vec{E}} = -\dfrac{\partial \vec{\underline{B}}}{\partial t}$ $\quad i\vec{k}\wedge\underline{\vec{E}} = i\omega\,\underline{\vec{B}}$ 1

$\underline{\vec{B}} = \dfrac{k}{\omega}\,\vec{e_z}\wedge E_0\,\vec{e_x}\, e^{i(kz-\omega t)}$

$\underline{\vec{B}} = \dfrac{k}{\omega} E_0\,\vec{e_y}\, e^{i(kz-\omega t)} = \dfrac{n}{c} E_0\,\vec{e_y}\, e^{i(kz-\omega t)}$ 1

$\left.\begin{array}{l} \vec{k} = k\,\vec{e_z} \\ \vec{E} = E_0 \cos(kz-\omega t)\,\vec{e_x} \\ \vec{B} = \dfrac{k}{\omega} E_0 \cos(kz-\omega t)\,\vec{e_y} \end{array}\right\}$ $(\vec{k},\vec{E},\vec{B})$ forme un trièdre direct 1

3. $\langle\vec{\Pi}\rangle = \dfrac{1}{\mu_0}\langle\vec{E}\wedge\vec{B}\rangle = \dfrac{1}{2\mu_0}\,\mathrm{Re}\,(\underline{\vec{E}}\wedge\underline{\vec{B}}^*) = \dfrac{1}{2\mu_0} E_0^2 \dfrac{n}{c}\,\vec{e_z}$

$\langle\vec{\Pi}\rangle = \dfrac{1}{2} E_0^2\, n\, \varepsilon_0 c\, \vec{e_z}$ 2

$\mathcal{P} = \iint \langle\vec{\Pi}\rangle \cdot d\vec{S} = \iint \dfrac{1}{2} E_0^2\, n\, \varepsilon_0 c\, \vec{e_z} \cdot dS\,\vec{e_z} = \dfrac{1}{2} E_0^2\, n\, \varepsilon_0 c\, S$ 1

4. $\underline{\vec{k}} = \underline{k}\,\vec{e_z} = \frac{\omega}{c}\underline{n}\,\vec{e_z}$ 0,5 $\quad \underline{n} = n_1 + i n_2$

$\underline{\vec{E}} = E_0\,\vec{e_x}\, e^{i(\underline{k}z-\omega t)} = E_0\,\vec{e_x}\, e^{i(\omega/c\, n_1 z - \omega t)}\, e^{-\frac{\omega}{c}n_2 z}$ 0,5

$\vec{E} = Re(\underline{\vec{E}}) = E_0\,\vec{e_x}\, e^{-\omega/c\, n_2 z}\cos\left(\frac{\omega}{c}n_1 z - \omega t\right)$ 1

$\underline{\vec{B}} = \frac{\underline{k}}{\omega}\vec{e_z}\wedge\underline{\vec{E}} = \frac{\omega}{\omega c}(n_1 + i n_2)\,\vec{e_z}\wedge E_0\,\vec{e_x}\, e^{-\omega/c\, n_2 z}\, e^{i(\frac{\omega}{c}n_1 z - \omega t)}$

$\underline{\vec{B}} = (n_1 + i n_2)\frac{E_0}{c}\vec{e_y}\, e^{-\omega/c\, n_2 z}\, e^{i(\omega/c\, n_1 z - \omega t)}$ 1

$\vec{B} = Re(\underline{\vec{B}})$

$\underline{\vec{B}} = (n_1 + i n_2)\frac{E_0}{c}\vec{e_y}\, e^{-\omega/c\, n_2 z}\left[\cos\left(\frac{\omega}{c}n_1 z - \omega t\right) + i\sin\left(\frac{\omega}{c}n_1 z - \omega t\right)\right]$

$\vec{B} = n_1\frac{E_0}{c}\vec{e_y}\, e^{-\omega/c\, n_2 z}\cos\left(\frac{\omega}{c}n_1 z - \omega t\right)$

$\quad - n_2\frac{E_0}{c}\vec{e_y}\, e^{-\omega/c\, n_2 z}\sin\left(\frac{\omega}{c}n_1 z - \omega t\right)$

$= \frac{E_0}{c}\vec{e_y}\, e^{-\omega/c\, n_2 z}\left(n_1\cos\left(\frac{\omega}{c}n_1 z - \omega t\right) - n_2\sin\left(\frac{\omega}{c}n_1 z - \omega t\right)\right)$ 1

5a) l'origine de cette expression de $\underline{\chi_e}$ est le modèle de l'électron élastiquement lié 1

ω_0 = pulsation propre (caractérise la force de rappel de l'e- au noyau) 1
τ = temps d'amortissement

b) $\underline{\chi_e} = \underline{\varepsilon_r} - 1 = \underline{n}^2 - 1$ 1

6. $\underline{\chi_e} = \frac{\omega_p^2}{(\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega/\tau)} = \frac{\omega_p^2(\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega/\tau)}{(\omega_0^2-\omega^2)^2 + (\omega/\tau)^2}$

$\underline{\chi_e} = \chi_r + i\chi_i \qquad \chi_r = \frac{\omega_p^2(\omega_0^2-\omega^2)}{(\omega_0^2-\omega^2)^2 + (\omega/\tau)^2}$ 2

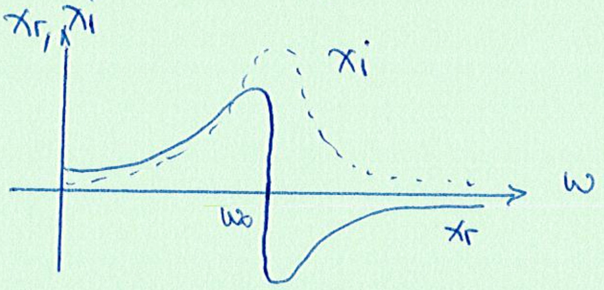
$\chi_i = \frac{\omega_p^2\,\omega/\tau}{(\omega_0^2-\omega^2)^2 + (\omega/\tau)^2}$

$\omega = 0$ $\quad \chi_r = \omega_p^2/\omega_0^2$ $\quad \chi_i = 0$

$\omega = \omega_0$ $\quad \chi_r = 0$ $\quad \chi_i = \omega_p^2 \tau/\omega_0$

$\omega \to +\infty$ $\quad \chi_r \sim -\omega_p^2/\omega^2 \to 0$ par valeurs négatives

$\chi_i \sim \dfrac{\omega_p^2}{\tau\omega^3} \to 0$ par valeurs négatives



2 pour la figure

7a) absorption maximale pour $\omega_{max} = \omega_0$ $\qquad$ 1

$\underline{\chi_e} = i\,\dfrac{\omega_p^2 \tau}{\omega_0} = i\chi_i$

7b) à $\omega_{max} = \omega_0$ $\quad i\chi_i = \underline{n}^2 - 1 = (n_1 + i n_2)^2 - 1$

$i\chi_i = n_1^2 + 2i n_1 n_2 - n_2^2 - 1$ $\qquad$ 2

$\Rightarrow \begin{cases} n_1^2 - n_2^2 = 1 \\ 2 n_1 n_2 = \chi_i \end{cases}$

n_1 indice de réfraction
n_2 indice d'absorption $\quad \Big] \quad n_1 \gg n_2$

$n_1^2 - n_2^2 \simeq n_1^2 = 1$

$n_2 = \dfrac{\chi_i}{2n_1} = \dfrac{\omega_p^2 \tau}{2\omega_0}$