

A Mesures interférométriques

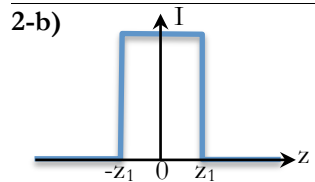
A-I) Trous d'Young

1-a) Le phénomène physique mis en jeu est la diffraction d'une onde lumineuse.

1-b) La seconde proposition est sans dimension donc ne peut pas décrire une longueur. De plus la tache de diffraction est d'autant plus étendue que le trou est petit, ce

comportement n'est pas décrit par la 3^{ème} formule mais par la 1^{ère} : $R = 1,2 \cdot \frac{\lambda_0 \cdot D}{Na \cdot d}$.

2-a) D'après la description du dispositif $\tan(\theta/2) = R/D$ ainsi $\theta = 2 \cdot \arctan\left(\frac{1,2 \cdot \lambda_0}{Na \cdot d}\right)$



2-c) Ce modèle est cohérent avec celui de la figure 2 car il produit une tache lumineuse circulaire de rayon z_1 sur l'écran. La principale différence est qu'il décrit une chute discontinue de l'intensité lumineuse en z_1 alors que cette diminution est continue, mais néanmoins brutale, en réalité.

A-II) Dispositif interférentiel à deux trous d'Young

1) Deux sources sont synchrones si elles ont même pulsation. Elles sont de plus cohérentes si les phases à l'origine de leurs trains d'onde sont identiques.

2-a) $d_1 = \sqrt{D^2 + (y - b/2)^2 + z^2}$ et $d_2 = \sqrt{D^2 + (y + b/2)^2 + z^2}$

2-b) Lorsque y , z et b sont petits devant D , on peut effectuer le développement limité

suivant : $d_1 = D \cdot \left(1 + \left(\frac{y}{D} - \frac{b}{2D}\right)^2 + \left(\frac{z}{D}\right)^2\right)^{1/2} \approx D \cdot \left(1 + \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{y}{D} - \frac{b}{2D}\right)^2 + \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{z}{D}\right)^2\right)$ de

même pour d_2 , ainsi $\Delta = d_2 - d_1 = \frac{D}{2} \cdot \left(\left(\frac{y}{D} + \frac{b}{2D}\right)^2 - \left(\frac{y}{D} - \frac{b}{2D}\right)^2\right)$ et $\Delta = \frac{y \cdot b}{D}$

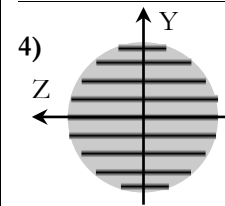
2-c) Par définition du chemin optique, $\delta_{2/1} = Na \cdot \Delta$.

3) Les vibrations lumineuses émises par S_1 et S_2 (cohérentes et synchrones, φ_0 fixée à 0) s'expriment en M : $s_1(M, t) = S \cdot \cos(\omega \cdot t - k \cdot (S_1 M))$, $s_2(M, t) = S \cdot \cos(\omega \cdot t - k \cdot (S_2 M))$ et la vibration lumineuse totale est $s(M, t) = S \cdot \cos(\omega \cdot t - k \cdot (S_1 M)) + S \cdot \cos(\omega \cdot t - k \cdot (S_2 M))$.

Soit $s(M, t) = 2 \cdot S \cdot \cos\left(\omega \cdot t - k \cdot \frac{(S_1 M) + (S_2 M)}{2}\right) \cdot \cos\left(k \cdot \frac{(S_2 M) - (S_1 M)}{2}\right)$.

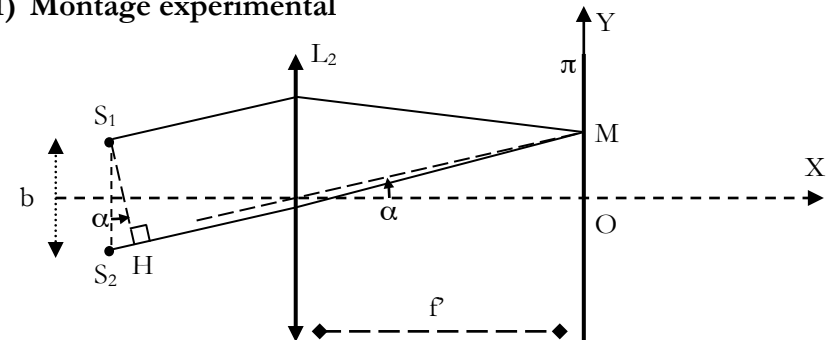
L'intensité lumineuse perçue est proportionnelle à la moyenne du carré de cette vibration totale $I(M) = K \cdot \left\langle 4 \cdot S^2 \cdot \cos^2\left(\omega \cdot t - k \cdot \frac{(S_1 M) + (S_2 M)}{2}\right) \cdot \cos^2\left(k \cdot \frac{(S_2 M) - (S_1 M)}{2}\right) \right\rangle$

d'où $I(M) = K \cdot 4 \cdot S^2 \cdot \frac{1}{2} \cdot \frac{1 + \cos\left(k \cdot ((S_2 M) - (S_1 M))\right)}{2}$ et $I(M) = K \cdot S^2 \cdot \left(1 + \cos\left(2 \cdot \pi \cdot \frac{\delta_{2/1}}{\lambda_0}\right)\right)$



5) L'interfrange vaut $i = \frac{D \cdot \lambda_0}{N_a \cdot b}$, il y a donc $\frac{2 \cdot R}{i} = \frac{2 \cdot R \cdot N_a \cdot b}{D \cdot \lambda_0}$ soit environ 40 franges visibles.

A-III) Montage expérimental



D'après le théorème de Malus, les surfaces d'ondes des rayons lumineux issus du point M (si on y plaçait une source) sont orthogonales à ces rayons, donc le plan $(S_1 H Z)$ est une surface d'onde d'où $(MS_1) = (MH)$.

D'après le principe du retour inverse de la lumière, ce résultat est encore valable en sens inverse d'où $(S_1 M) = (HM)$. Ainsi la différence de chemin optique s'exprime $\delta_{2/1} = (S_2 M) - (S_1 M) = (S_2 H) + (HM) - (S_1 M)$ soit $\delta_{2/1} = (S_2 H)$.

Or $S_2 H = b \cdot \sin(\alpha) \approx b \cdot \alpha$, dans les conditions de Gauss, où α est l'angle orientant le faisceau parallèle incident sur L_2 et convergeant en M, ainsi $\alpha \approx \tan(\alpha) = Y/f'$.

On en déduit donc $\delta_{2/1} = N_a \cdot S_2 H = N_a \cdot b \cdot Y/f'$.

A-IV) Mesure de l'indice de réfraction

1) À la différence de marche « aval » à la lentille L_2 , déterminée précédemment, s'ajoute une différence de marche due aux trajets optiques différents en « amont » d'où

$$\delta_{2/1} = (N_a - N_1) \cdot L + N_a \cdot b \cdot Y / f'$$

2) Cette nouvelle expression de la différence de marche ne modifie pas la validité du raisonnement effectué en A-II-3° donc $I(M) = K \cdot S^2 \cdot \left(1 + \cos\left(2\pi \cdot \delta_{2/1} / \lambda_0\right)\right)$

et l'interfrange peut être déterminée par $\frac{\delta_{2/1}(Y + i') - \delta_{2/1}(Y)}{\lambda_0} = 1$ d'où $i' = \frac{\lambda_0 \cdot f'}{N_a \cdot b}$.

3-a) Initialement, l'ordre d'interférence est nul en O : $p_O = 0$.

3-b) D'après A-IV-1) l'ordre d'interférence en O vaut $p'_O = (N_a - N_1) \cdot L / \lambda_0$. Cette valeur est négative donc la raie d'ordre 0 s'est décalée vers le haut.

3-c) Le nombre de franges qui ont défilé vaut $k = -p'_O$ donc $N_1 = N_a + k \cdot \lambda_0 / L$

3-d) $N_1 = 1,0002926 + \frac{100 \cdot 500 \cdot 10^{-9}}{1,00}$ soit $+0,0000500$ il convient donc de $N_1 = 1,0003426$

garder 8 chiffres significatifs car le terme $k \cdot \lambda_0 / L$ atteint la même décimale que N_a .

A-V) Suivi de déplacement

1) En réutilisant le résultat de la question A-II-3) $I(M) = K \cdot S^2 \cdot \left(1 + \cos\left(2\pi \cdot \delta_{1/2} / \lambda_0\right)\right)$ avec ici $\delta_{1/2} = 2 \cdot (OO_1 - OO_2) = 2 \cdot x(t)$ d'où $I(M) = K \cdot S^2 \cdot \left(1 + \cos\left(4\pi \cdot x(t) / \lambda_0\right)\right)$

2) D'après la définition proposée $U_d = U_0 \cdot \cos\left(4\pi \cdot x(t) / \lambda_0\right)$.

3-a) Le compteur indiquera que $4 \cdot 10^2$ franges ont défilé.

3-b) Si l'on part de $x=0$, l'abscisse finale sera $x=0$ mais le compteur indiquera de nouveau que $4 \cdot 10^2$ franges ont défilé.

3-c) Ce dispositif n'indique pas la position absolue de la cible mais son déplacement cumulé, compté positivement quel que soit son sens.

4) Cette lame doit introduire un déphasage de $-\pi/2 + k \cdot 2\pi$ soit une augmentation de la différence de marche sur la voie 2 égale à $\lambda_0/4 + k \cdot \lambda_0$ d'où $2 \cdot (N - 1) \cdot e = \lambda_0/4 + k \cdot \lambda_0$ dont

$$\text{on déduit } e = \lambda_0 \cdot \frac{1/4 + k}{2 \cdot (N - 1)}$$

5-a)

	tension sur l'entrée 1	tension sur l'entrée 2	tension de sortie
X1	$U_0 \cdot \cos(\Phi)$	$K_d \cdot U_0 \cdot \cos(\Phi) \cdot \dot{\Phi}$	$K_m \cdot K_d \cdot U_0^2 \cdot \cos^2(\Phi) \cdot \dot{\Phi}$
X2	$-K_d \cdot U_0 \cdot \sin(\Phi) \cdot \dot{\Phi}$	$U_0 \cdot \sin(\Phi)$	$-K_m \cdot K_d \cdot U_0^2 \cdot \sin^2(\Phi) \cdot \dot{\Phi}$

5-b) On en déduit $U_a = K_a \cdot K_m \cdot K_d \cdot U_0^2 \cdot \dot{\Phi}$.

5-c) Ainsi $U_s = K_i \cdot K_a \cdot K_m \cdot K_d \cdot U_0^2 \cdot (\Phi(t) - \Phi(0))$ soit $U_s = \frac{4\pi \cdot K_i \cdot K_a \cdot K_m \cdot K_d \cdot U_0^2}{\lambda_0} \cdot x(t)$.

5-d) L'intérêt de ce montage est qu'il permet de mesurer l'abscisse car U_s augmente lorsque Φ augmente et diminue lorsque Φ diminue (règle le pb soulevé en A-V-3-c).

A-VI) Montage intégrateur

1-a) L'amplificateur opérationnel présente une rétroaction négative seule ce qui assure son fonctionnement en régime linéaire, ainsi $\underline{V}_- = \underline{V}_+ = 0$ et, d'après le théorème de

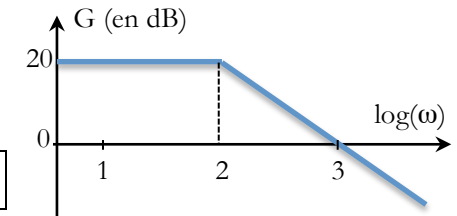
Millman appliqué en $\underline{V}_-$: $\frac{\underline{U}_c/R + \underline{U}_s/r + j \cdot C \cdot \omega \cdot \underline{U}_s}{1/R + 1/r + j \cdot C \cdot \omega} = 0$ d'où $\underline{H} = \frac{-r/R}{1 + j \cdot r \cdot C \cdot \omega}$.

1-b) En « basse » fréquence ($\omega \ll 1/r \cdot C$),

$$\underline{H} \approx -r/R \text{ donc } G_{BF} = 20 \cdot \log(r/R)$$

En « haute » fréquence ($\omega \gg 1/r \cdot C$),

$$\underline{H} \approx -1/(j \cdot R \cdot C \cdot \omega) \text{ donc } G_{HF} = -20 \cdot \log(R \cdot C \cdot \omega)$$



2-a) D'après la question précédente, à « basse » fréquence $\frac{\underline{U}_s}{r} = -\frac{\underline{U}_c}{R}$ donc $u_s = -\frac{r}{R} u_c$.

2-b) De même, à « haute » fréquence $j \cdot C \cdot \omega \cdot \underline{U}_s = -\frac{\underline{U}_c}{R}$ donc $\frac{du_s}{dt} = -\frac{u_c}{R \cdot C}$.

2-c) Ce montage est intégrateur lorsque $\omega \gg 1/\tau.C = 100 \text{ rad.s}^{-1}$, on a alors

$$u_s = -\frac{1}{R.C} \int u_e \cdot dt$$

3-a) En fonctionnement linéaire, $V_- = V_+ = 0$, donc la loi d'Ohm appliquée à la résistance R s'écrit $i_c = U_c/R$, l'impédance d'entrée est donc égale à R.

3-b) L'ajout d'un suiveur en amont peut permettre d'augmenter l'impédance d'entrée.

B Étude d'un plasma en vue de réaliser la fusion nucléaire

B-I) Mouvement d'une particule dans un champ magnétique uniforme et permanent

1) Le poids de cette particule est négligeable par rapport à la force magnétique si $m.g \ll q.v.B$ soit $v \gg m.g/(q.B)$.

2) La force magnétique ne travaille pas $(q.\vec{v} \wedge \vec{B}) \cdot \vec{v} = 0$, donc, d'après le théorème de l'énergie cinétique, l'énergie cinétique de la particule ne varie pas.

3) Le principe fondamental de la dynamique appliqué à la particule dans le référentiel R, supposé galiléen, s'écrit $m.d\vec{v}/dt = q.\vec{v} \wedge \vec{B}$, d'où, par projection selon $\vec{e}_z$, $\dot{v}_z = 0$ ainsi $v_z = v_0$ à chaque instant. Or $E_c(t) = E_c(0)$ donc $\frac{1}{2}.m.(v_x^2 + v_y^2 + v_0^2) = \frac{1}{2}.m.v_0^2$ ainsi les composantes de la vitesse selon $\vec{e}_x$ et $\vec{e}_y$ restent nulles à chaque instant : $\vec{v}(t) = v_0.\vec{e}_z$.

Le mouvement de la particule est rectiligne et uniforme : $\vec{OM}(t) = \vec{OM}_0 + v_0.t.\vec{e}_z$.

4-a) L'équation vectorielle précédente projetée selon les trois directions du repère donne $\dot{v}_x = \omega_0.v_y$, $\dot{v}_y = -\omega_0.v_x$, $\dot{v}_z = 0$.

4-b) L'intégration de la dernière équation par rapport au temps donne $v_z(t) = v_z(0) = 0$ donc $z(t) = z(0) = z_0$: le mouvement est donc plan.

4-c) $\dot{\underline{U}} = \dot{v}_x + i.\dot{v}_y$, soit d'après les équations précédentes, $\dot{\underline{U}} = \omega_0.(v_y - i.v_x)$, d'où l'équation vérifiée par $\underline{U}$: $\dot{\underline{U}} = -i.\omega_0.(i.v_y + v_x)$ soit $\dot{\underline{U}} + i.\omega_0.\underline{U} = 0$

4-d) Les solutions sont $\underline{U}(t) = \underline{A}.e^{-i.\omega_0.t}$, or $\underline{U}(0) = i.v_0$ donc $\underline{U}(t) = i.v_0.e^{-i.\omega_0.t}$.

4-e) Par définition $\underline{U} = \dot{x} + i.\dot{y} = \dot{\underline{M}}$, d'où $\underline{M}(t) = \underline{M}(0) + \int_{t=0}^t \underline{U}(t).dt$ on en déduit donc

$$\underline{M}(t) = x_0 + i.y_0 - \frac{v_0}{\omega_0} \cdot (e^{-i.\omega_0.t} - 1)$$

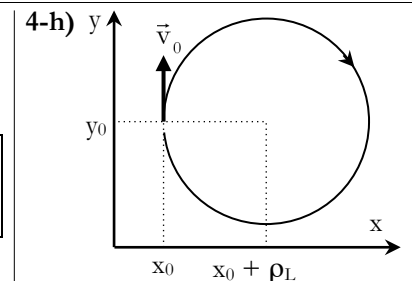
4-f) Par définition $x(t) = \Re(\underline{M})$, d'où $x(t) = x_0 + \frac{v_0}{\omega_0} \cdot (1 - \cos(\omega_0.t))$ et $y(t) = \Im(\underline{M})$,

d'où $y(t) = y_0 + \frac{v_0}{\omega_0} \cdot \sin(\omega_0.t)$. Ce qui correspond à la forme demandée avec $\rho_L = \frac{v_0}{\omega_0}$.

4-g) On remarque que

$$(x(t) - x_0 - \rho_L)^2 + (y(t) - y_0)^2 = \rho_L^2.$$

La trajectoire est donc un cercle de rayon ρ_L et de centre $(x_C = x_0 + \rho_L, y_C = y_0)$.



5) Les équations du mouvement étant linéaires, ce cas peut être vu comme la superposition des deux précédents. La trajectoire est alors une hélice dont un tour est

effectué en $T = \frac{2.\pi}{\omega_0}$, son pas vaut donc $p = v_{0||}.T$ soit $p = 2.\pi \cdot \frac{m.v_{0||}}{q.B}$.

B-II) Dérive de particules

1°) Dérive dissipative

a) D'après B-I-3) $m.d\vec{v}/dt = q.\vec{v} \wedge \vec{B} - h.\vec{v}$, les équations de la question B-I-4) deviennent $\dot{v}_x = \omega_0.v_y - (h/m).v_x$ et $\dot{v}_y = -\omega_0.v_x - (h/m).v_y$ ainsi l'équation vérifiée par $\underline{U}$ s'écrit $\dot{\underline{U}} = \omega_0.(v_y - i.v_x) - (h/m).(v_x + i.v_y)$ soit $\dot{\underline{U}} + (h/m + i.\omega_0).\underline{U} = 0$.

b) Les solutions sont $\underline{U}(t) = i.v_0 \cdot e^{-(h/m+i.\omega_0)t}$, ce qui correspond à la forme demandée avec $a_1 = h/m$, $a_2 = \omega_0$ et $\underline{U}_0 = i.v_0$.

c) De même qu'en **B-I-4-e)** $\underline{M}(t) = \underline{M}(0) + \int_{t=0}^t \underline{U}(t).dt$ d'où

$$\underline{M}(t) = x_0 + i.y_0 - \frac{i.v_0}{h/m + i.\omega_0} \cdot \left(e^{-(h/m+i.\omega_0)t} - 1 \right).$$

d) Lorsque $t \rightarrow \infty$ $\underline{U}(\infty) = 0$ et $\underline{M}(\infty) = x_0 + i.y_0 + \frac{i.v_0}{h/m + i.\omega_0}$

e) $x_\infty = \text{Re}(\underline{M}(\infty)) = x_0 + \frac{v_0 \cdot \omega_0}{(h/m)^2 + \omega_0^2}$ et $y_\infty = \text{Im}(\underline{M}(\infty)) = y_0 + \frac{v_0 \cdot h/m}{(h/m)^2 + \omega_0^2}$

f) Les deux particules ont le même point de départ x_0, y_0 (au milieu de la figure), leurs trajectoires sont sensiblement symétriques l'une de l'autre, on conjecture donc qu'elles ont même masse mais des charges opposées, l'autre particule est un positron.

2°) Dérive de champ

a) Le moment magnétique s'exprime $\vec{M} = \pi.\rho_L^2.I.\vec{n}$ où $\vec{n}$ est le vecteur unitaire normal au plan de la spire.

b) La charge étudiée en **B-I-4)** a une trajectoire circulaire de rayon ρ_L elle peut donc être considérée en moyenne comme une spire traversée par un courant $I = q/T$, or

$$T = \frac{2.\pi.\rho_L}{v_0} \text{ donc } I = \frac{q.v_0}{2.\pi.\rho_L}.$$

Démonstration non demandée : $\|\vec{M}\| = \pi.\rho_L \cdot (\rho_L \cdot I) = \pi \cdot \frac{v_0}{\omega_0} \cdot \frac{q.v_0}{2.\pi} = \frac{1}{2} \cdot \frac{q}{\omega_0} \cdot v_0^2 = \frac{E_C}{B}$

c) $\vec{M} = -\pi.\rho_L^2.I.\vec{e}_z = -\left(E_C/B\right).\vec{e}_z.$

C Mesure au sein d'un plasma

1) On remarque que $\text{div}(\vec{E}) = \frac{\partial(E_0 \cdot \cos(\omega.t - k.z))}{\partial x} = 0$, or, d'après l'équation de

Maxwell-Gauss $\text{div}(\vec{E}) = \rho/\epsilon_0$, donc $\rho=0$ d'où $-e.n_e + e.n_D = 0$ et $n_e = n_D = n$.

2) Par définition du vecteur densité volumique de courant $\vec{j} = n.e.(\vec{v}_D - \vec{v}_e).$

3) L'équation de Maxwell-Faraday s'écrit $\vec{\text{rot}}(\vec{E}) = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$ soit $-\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \frac{\partial E_x}{\partial z} \cdot \vec{e}_y$ (seul terme non nul du rotationnel de $\vec{E}$ ici), d'où $\partial \vec{B}/\partial t = -k.E_0 \cdot \sin(\omega.t - k.z) \cdot \vec{e}_y$ dont on déduit

$$\text{finalement } \vec{B}(z,t) = \frac{k.E_0}{\omega} \cdot \cos(\omega.t - k.z) \cdot \vec{e}_y.$$

4-a) En appliquant le principe fondamental de la dynamique à chaque type de particule dans le référentiel liée au laboratoire, supposé galiléen, on obtient :

$$m_e \cdot d\vec{v}_e/dt = -e.\vec{E}$$

$$m_D \cdot d\vec{v}_D/dt = e.\vec{E}$$

4-b) En régime sinusoïdal forcé, ces équations donnent :

$$\vec{v}_e(z,t) = -\frac{e.E_0}{m_e \cdot \omega} \cdot \sin(\omega.t - k.z) \cdot \vec{e}_x$$

$$\vec{v}_D(z,t) = \frac{e.E_0}{m_D \cdot \omega} \cdot \sin(\omega.t - k.z) \cdot \vec{e}_x$$

5-a) On a alors $\vec{j}(z,t) = \frac{n.e^2.E_0}{\omega} \cdot \sin(\omega.t - k.z) \cdot \left(\frac{1}{m_D} + \frac{1}{m_e} \right) \cdot \vec{e}_x.$

5-b) Comme $m_D \gg m_e$, on peut simplifier en $\vec{j} = \frac{n.e^2.E_0}{\omega.m_e} \cdot \sin(\omega.t - k.z) \cdot \vec{e}_x.$

6) La puissance volumique transmise aux charges s'exprime $p = \vec{j} \cdot \vec{E}$ soit ici

$$p(z,t) = \frac{n.e^2.E_0^2}{\omega.m_e} \cdot \sin(\omega.t - k.z) \cdot \cos(\omega.t - k.z) \text{ et } \langle p(z,t) \rangle = 0.$$

Le champ électromagnétique ne transmet donc en moyenne aucune énergie aux charges.

7) L'équation de Maxwell-Ampère s'écrit $\vec{\text{rot}}(\vec{B}) = \mu_0 \cdot \vec{j} + \epsilon_0 \cdot \mu_0 \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$ soit

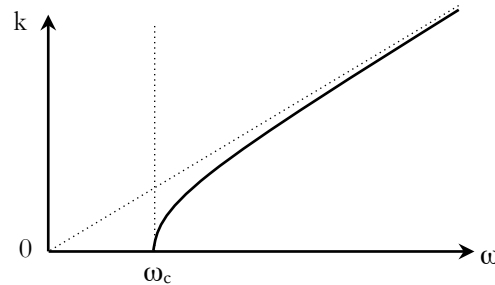
$$-k \cdot \frac{k \cdot E_0}{\omega} \cdot \sin(\omega \cdot t - k \cdot z) \cdot \vec{e}_x = \mu_0 \cdot \frac{n \cdot e^2 \cdot E_0}{\omega \cdot m_e} \cdot \sin(\omega \cdot t - k \cdot z) \cdot \vec{e}_x - \epsilon_0 \cdot \mu_0 \cdot E_0 \cdot \omega \cdot \sin(\omega \cdot t - k \cdot z) \cdot \vec{e}_x$$

d'où $-k^2 = \mu_0 \cdot \frac{n \cdot e^2}{m_e} - \epsilon_0 \cdot \mu_0 \cdot \omega^2$ dont on déduit $k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - \mu_0 \cdot \frac{n \cdot e^2}{m_e}$.

8) L'onde ne peut se propager que si $\omega > \sqrt{\frac{n \cdot e^2}{m_e \cdot \epsilon_0}} = \omega_c$.

9)

A hautes fréquences $k \rightarrow \frac{\omega}{c}$



10-a) D'après la relation de dispersion $k^2 = \frac{\omega^2 - \omega_c^2}{c^2}$ donc $v_\varphi = \frac{\omega}{k} = \frac{c}{\sqrt{1 - (\omega_c/\omega)^2}}$.

10-b) Un milieu dans lequel la célérité de l'onde dépend de ω est qualifié de **dispersif**.

11-a) L'indice optique du plasma s'exprime $N_p = \sqrt{1 - (\omega_c/\omega)^2}$ il varie entre 0 et 1 lorsque ω varie entre ω_c et l'infini.

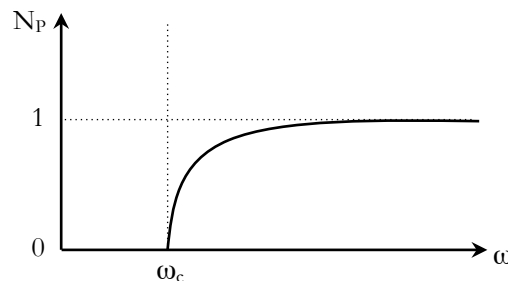
Rq : le fait que cet indice soit inférieur à 1 traduit le caractère non physique de cette situation car l'onde se propage à une vitesse supérieure à C dans le plasma. Ceci est dû au fait qu'une OPPH ne peut physiquement exister et qu'on ne peut observer que des paquets d'onde dont la vitesse est $v_g = d\omega/dk$.

11-b)

On calcule

$$\frac{dN_p}{d\omega} = \frac{\omega_c^2}{\omega^3 \cdot \sqrt{1 - (\omega_c/\omega)^2}}$$

qui tend vers $+\infty$ lorsque $\omega \rightarrow \omega_c$.



12) Il est possible d'imaginer utiliser le dispositif de la partie **A-IV** en plaçant dans la cuve C1 le plasma dont on souhaite déterminer l'indice optique. Si on éclaire les trous d'Young avec une longueur d'onde visible, il faut que leur pulsation soit supérieure à ω_c .

13) En envoyant l'onde vers le plasma et en mesurant si elle est réfléchie ou non pour différentes pulsations ω , on peut mesurer la pulsation de coupure ω_c au delà de laquelle elle n'est plus réfléchie (le plasma y est alors transparent).

La mesure de ω_c permet ensuite de déterminer $n = \epsilon_0 \cdot \omega_c^2 \cdot m_e / e^2$.

Cette épreuve comporte 74 questions.

Corrigé proposé par Jean-Paul Fortin-Ripoche (jean-paul.fortin-ripoche@prepas.org)

N'hésitez pas à me contacter pour toute remarque, question ou erreur.