

(a) $\delta(\text{metal parfait}) \rightarrow +\infty$ et $\vec{j} = \delta \vec{E}$

$\vec{j}$ fini entraîne $\vec{E} = \vec{0}$ à la limite

(b) La continuité de la composante tangentielle de $\vec{E}$ (id E_n) entraîne la présence d'un autre champ $\vec{E}_r$ en $z=0$.

On obtient $\vec{E}_r(z=0) = -E_0 e^{j\omega t} \vec{e}_n$

interpréter comme l'onde réfléchie qui se propage vers les z décroissant.

$$\vec{E}_r(z,t) = -E_0 e^{j(\omega t + k_3 z)} \vec{e}_n$$

$$\vec{E} = \vec{E}_i + \vec{E}_r = E_0 e^{j(\omega t - k_3 z)} \vec{e}_n - E_0 e^{j(\omega t + k_3 z)} \vec{e}_n$$

$$\vec{B} = \vec{B}_i + \vec{B}_r = \frac{E_0}{c} e^{j(\omega t - k_3 z)} \vec{e}_y \oplus \frac{E_0}{c} e^{j(\omega t + k_3 z)} \vec{e}_y$$

(ATT)

(DECOMPOSITION EN DEUX ONDES PLANES OU INTEGRATION P.F.)

ON peut maintenant passer en réel :

$$\vec{E} = 2E_0 \sin(k_3 z) \sin(\omega t) \vec{e}_n$$

$$\vec{B} = \frac{2E_0}{c} \cos(k_3 z) \cos(\omega t) \vec{e}_y$$

(c) Relation de passage pour $\vec{E}$: $\sigma=0$.

Relation de passage pour $\vec{B}$: $\vec{B}(z=0^+) - \vec{B}(z=0^-) = \mu_0 \vec{j}_s \wedge \vec{e}_z$

$$\vec{0} - \frac{2E_0}{c} \cos(\omega t) \vec{e}_y = \mu_0 \vec{j}_s \wedge \vec{e}_z$$

Puis Produit Vectoriel avec $\vec{e}_z \Rightarrow \vec{j}_s = \frac{2E_0}{\mu_0 c} \cos(\omega t) \vec{e}_x$

(d) On de stationnaire $\langle \vec{\Pi} \rangle = \vec{0}$.

(e) On calcule $dF = \underbrace{\left(\frac{2E_0^2}{\mu_0 c^2} \cos^2(\omega t) \right)}_{\text{Pond}} dS \vec{e}_z$

$\hookrightarrow \langle P_{\text{rad}} \rangle = \frac{E_0^2}{\mu_0 c^2} = E_0 E_0^2 = \langle \text{den(onde incidente)} \rangle$ en $J.m^{-3}$

$$\frac{P}{S}$$

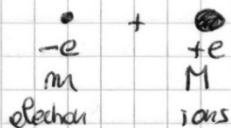
(f)

ANALYSE DIMENSIONNELLE

$\hookrightarrow \langle P_{\text{rad}} \rangle \simeq 62,5 \cdot 10^{-5} \text{ Pa}$

②

plasma :

densité commune n .Milieu neutre : $\rho = 0$.

On suppose une onde électromagnétique dans le plasma. On prend $\vec{E}$ de la forme : $\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})}$

Le champ magnétique associé à une norme de valeur typique $\frac{E_0}{c}$

Si on suppose que les vitesses de particules chargées $\ll c$, alors la force magnétique $\ll$ force électrique en norme. De même, le poids des particules est $\ll$ forces électromagnétiques.

RFD électrons : $m \frac{d\vec{v}_e}{dt} = -e(\vec{E} + \vec{v}_e \times \vec{B}) + m\vec{g}$
 $\hookrightarrow \approx \frac{\partial \vec{v}_e}{\partial t}$... DIFFICILE À EXPLIQUER

Notation complexe $\Rightarrow i m \omega \vec{v}_e = -e \vec{E} \Rightarrow \vec{v}_e = \frac{-e}{i m \omega} \vec{E}$

$\hookrightarrow$ densité de courant électronique $\vec{j}_e = (n(-e)) \vec{v}_e = \frac{ne^2}{i m \omega} \vec{E}$

Même topo avec les ions $\vec{j}_i = \frac{ne^2}{i m \omega} \vec{E}$

$\hookrightarrow \vec{j} = \vec{j}_e + \vec{j}_i = \frac{ne^2}{i \omega} \left(\frac{1}{M} + \frac{1}{m} \right) \vec{E} \approx \frac{ne^2}{i m \omega} \vec{E}$ (car $M \gg m$)

③ Si on prend $\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})}$ $\vec{B} = \vec{B}_0 e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})}$

$\text{div } \vec{E} = 0 \Rightarrow -i \vec{k} \cdot \vec{E} = 0$

$\text{div } \vec{B} = 0 \Rightarrow -i \vec{k} \cdot \vec{B} = 0$

$\text{rot } \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \Rightarrow i \vec{k} \wedge \vec{E} = i \omega \vec{B} \Rightarrow \vec{B} = \frac{\vec{k} \wedge \vec{E}}{\omega}$

$\text{rot } \vec{B} = \mu_0 \vec{j} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \Rightarrow -i \vec{k} \wedge \vec{B} = \mu_0 \frac{ne^2}{i \omega} \vec{E} + \frac{i \omega}{c^2} \vec{E}$

$\hookrightarrow$ DEVELOPPEMENT DU DOUBLE PRODUIT VECTORIEL $\mu_0 \epsilon_0 c^2 = 1$

$$k^2 = \frac{1}{c^2} \left(\omega^2 - \frac{ne^2}{m \epsilon_0} \right) \quad \omega_p = \sqrt{\frac{ne^2}{m \epsilon_0}}$$

RELATION DE DISPERSION

③ On calcule $v_g = \frac{\omega}{k} = \frac{c}{\sqrt{1 - (\frac{\omega_p}{\omega})^2}}$

Différentiation de la relation de dispersion $\Rightarrow v_g \cdot v_\phi = c^2$

$\hookrightarrow v_g = c \sqrt{1 - (\frac{\omega_p}{\omega})^2} \simeq c \left(1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2\right)$

Si $\omega < \omega_p$ $k^2 < 0$, et il n'y a plus propagation de la plasma.

$\hookrightarrow$ UN PLASMA EST UN FILTRE PASSE-HAUT.

④ $\tau = \frac{D-H}{c} + \frac{H}{v_g} \simeq \frac{D}{c} + \frac{H}{2c} \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2$

⑤ On a ici $\Delta t = \tau_1 - \tau_2 \simeq \frac{H \omega_p^2}{2c} \left(\frac{1}{\omega_1^2} - \frac{1}{\omega_2^2}\right) = \frac{H b_p^2}{2c} \left(\frac{b_2^2 - b_1^2}{f_1^2 b_2^2}\right)$

⑥ De la dernière relation $\Rightarrow \frac{H b_p^2}{2c} = \frac{b_1^2 b_2^2 \Delta t}{b_2^2 - b_1^2}$

$\hookrightarrow \tau \simeq \frac{D}{c} + \frac{b_1^2 b_2^2 \Delta t}{b^2 (b_2^2 - b_1^2)}$

Soit encore $D \simeq c\tau - d$ avec $d = \frac{c b_1^2 b_2^2 \Delta t}{b^2 (b_2^2 - b_1^2)}$
(erreur d'erreur)

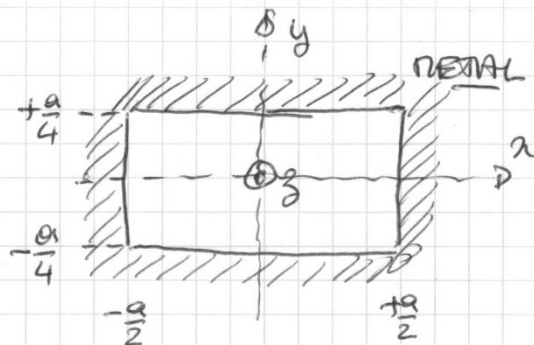
INTERET DU BIDOUILLAGE : H non connu et d'ailleurs variable dans le temps.

CONCLUSION : si du GPS, on ne tient pas compte de la correction ionosphérique, on se trompera donc de quelques mètres sur la position

$\hookrightarrow$ GPS nettement moins précis

$$\vec{E}(r,t) = E_0 \cdot \cos\left(\frac{\pi n}{a}\right) \cdot e^{j(\omega t - k z)} \vec{u}_y$$

E_y



I CONDITIONS AUX LIMITES

DANS LA PARTIE METALLIQUE QUI ENTOURE LE GUIDE D'ONDE, LE CHAMP ELECTRIQUE EST NUL. SUR LES QUATRE PAROIS, ON DOIT VERIFIER LA CONTINUITE DE LA COMPOSANTE TANGENTIELLE DE $\vec{E}$.

OK

II RELATION DE DISPERSION

ENONCE $\Rightarrow \left[\frac{2\pi}{\lambda_0} = \frac{\omega}{c} \right] (\alpha)$

EQUATION D'ALEMBERT $\Delta \vec{E} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}$ $\xrightarrow{\vec{u}_y}$ $\Delta E_y = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2}$

SOIT $\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2} \Rightarrow \left[k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - \frac{\pi^2}{a^2} \right] (\beta)$

(α) et (β) $\Rightarrow \left[k^2 = \frac{16 \omega^2}{25 c^2} \right]$

2 SOLUTIONS REELLES POSSIBLES

ON CHOISIT $\left[k = \frac{4}{5} \left(\frac{\omega}{c} \right) \right]$

(PROPAGATION SELON LES z)

III OBTENTION DE $\vec{B}$

MF $\Rightarrow \vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -j\omega \vec{B} \Rightarrow \vec{B} = \begin{cases} -\frac{k}{\omega} E_0 \cos\left(\frac{\pi n}{a}\right) e^{j(\omega t - k z)} \\ 0 \\ \frac{\pi}{j\omega a} E_0 \sin\left(\frac{\pi n}{a}\right) e^{j(\omega t - k z)} \end{cases}$

IV OBTENTION DE $\vec{T} = \vec{E} \wedge \frac{\vec{B}}{\mu_0}$

EN REEL

$\vec{E} = E_0 \cos\left(\frac{\pi n}{a}\right) \cdot \cos(\omega t - k z) \vec{u}_y$

$$\vec{B} = \begin{pmatrix} -\frac{k}{\omega} E_0 \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right) \cos(\omega t - k_3 z) \\ 0 \\ \frac{\pi E_0}{a \omega} \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) \underbrace{\cos(\omega t - k_3 z - \frac{\pi}{2})}_{\sin(\omega t - k_3 z)} \end{pmatrix}$$

$$\hookrightarrow \vec{\Pi} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\pi E_0^2}{a \omega} \right) \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right) \cdot \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) \cos(\omega t - k_3 z) \cdot \sin(\omega t - k_3 z) \\ 0 \\ \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{k}{\omega} \right) E_0^2 \cos^2\left(\frac{\pi x}{a}\right) \cos^2(\omega t - k_3 z) \end{pmatrix}$$

$$\hookrightarrow \langle \vec{\Pi} \rangle = \frac{1}{2\mu_0} \left(\frac{k}{\omega} \right) E_0^2 \cos^2\left(\frac{\pi x}{a}\right) \vec{e}_z$$

IL NE RESTE PLUS QU'À INTÉGRER $\langle \vec{\Pi} \rangle \cdot dS \vec{n}$ SUR UNE

SECTION DROITE : $\vec{n} = \vec{e}_z$ $x: -\frac{a}{2} \rightarrow +\frac{a}{2}$ $y: -\frac{a}{4} \rightarrow +\frac{a}{4}$

$$\hookrightarrow P = \frac{1}{2\mu_0} \left(\frac{k}{\omega} \right) E_0^2 \underbrace{\int_{-\frac{a}{4}}^{+\frac{a}{4}} dy}_{\frac{a}{2}} \cdot \underbrace{\int_{-\frac{a}{2}}^{+\frac{a}{2}} \cos^2\left(\frac{\pi x}{a}\right) dx}_{\frac{a}{2}} = \frac{a^2}{8\mu_0} \left(\frac{k}{\omega} \right) E_0^2$$

AVEC LA RELATION DE DISPERSION

$$\boxed{P = \frac{a^2 E_0^2}{10\mu_0} < 150 \text{ kW}}$$

POUR UNE PROPAGATION SELON LES 3 $\nearrow$, ON PREND $(k > 0)$

$$\underline{\vec{E}} = E_y \underline{\vec{e}}_y$$

① POUR OBTENIR LA RELATION DE DISPERSION, ON PART DE L'EQUATION DE D'ALEMBERT.

$$\Delta \underline{\vec{E}} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \underline{\vec{E}}}{\partial t^2} \xrightarrow{\cdot \underline{\vec{e}}_y} \Delta E_y = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2}$$

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2}$$

$$\Rightarrow \boxed{k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - \frac{\pi^2}{a^2}} > 0 \quad \text{POUR UNE PROPAGATION}$$

DONC IL FAUT $\boxed{\omega > \frac{\pi c}{a}} = \omega_0$

UN GUIDE D'ONDE EST UN FILTRE PASSE-HAUT.

② PAR DEFINITION, $v_p = \left(\frac{\omega}{k} \right) \quad v_g = \left(\frac{d\omega}{dk} \right)$

ON DIFFERENCIE (RD) $\Rightarrow 2k dk = \frac{2\omega d\omega}{c^2} \Rightarrow \boxed{v_g \cdot v_p = c^2}$

ON REPEND (RD) $\Rightarrow \frac{k^2}{\omega^2} = 1 - \left(\frac{\pi c}{a} \right)^2 \cdot \frac{1}{\omega^2} = 1 - \left(\frac{\omega_0}{\omega} \right)^2$

$\Rightarrow v_p = \frac{\omega}{k} = \frac{c}{\sqrt{1 - \left(\frac{\omega_0}{\omega} \right)^2}} > c \quad \text{d'où} \quad v_g < c$

$v_p = v_p(\omega) \quad \boxed{\text{LE MILIEU EST DISPERSIF}}$

③ $\underline{\vec{E}} = E_0 \sin\left(\frac{\pi z}{a}\right) \cdot \underline{\vec{e}}_y \left[\cos(\omega_1 t - k_1 z) + \cos(\omega_2 t - k_2 z) \right]$

avec $\omega_1 = \omega_0 - \Delta\omega \quad \omega_2 = \omega_0 + \Delta\omega$

$k_1 = k_0 - \Delta k \quad k_2 = k_0 + \Delta k$

et $\cos(p) + \cos(q) = 2 \cos\left(\frac{p+q}{2}\right) \cos\left(\frac{p-q}{2}\right)$

ON OBTIENT ALORS :

$$\vec{E} = 2E_0 \sin\left(\frac{T_3}{2}\right) \vec{e}_y \left\{ e^{i(\omega_0 t - k_0 z)} + e^{i(\Delta\omega t - \Delta k z)} \right\}$$

$\downarrow \omega_0$
 HF $\bar{a}$
 la vitesse v_p

$\downarrow \Delta\omega \ll \omega_0$
 BF $\bar{a}$
 la vitesse v_g

ONDES 08

REM : SI L'ONDE INCIDENTE EST POLARISÉE, ON NE CONNAÎT PAS LA DIRECTION DU CHAMP ÉLECTRIQUE DES DEUX AUTRES ONDES.

ONDE	INCIDENTE	REFLECTÉE	TRANSMISE
VECTEUR D'ONDE	$\vec{k}_i = k_1 \vec{e}_2 = \frac{n_1 \omega}{c} \vec{e}_2$	$\vec{k}_r = -\vec{k}_i$	$\vec{k}_t = k_2 \vec{e}_2 = \frac{n_2 \omega}{c} \vec{e}_2$
POLARISATION	selon $\vec{O}z$	$\vec{E}_{or} \perp \vec{e}_2$	$\vec{E}_{ot} \perp \vec{e}_2$

L'ONDE EST TRANSVERSE.

ON CALCULE, AVEC LA FORMULE CONNUE :

$$\vec{B}_i = \frac{\vec{k}_i}{\omega} \wedge \vec{E}_i = \frac{n_1 E_{oi}}{c} e^{j(\omega t - k_1 z)} \vec{e}_y$$

$$\vec{B}_r = \frac{\vec{k}_r}{\omega} \wedge \vec{E}_r = -\frac{n_1}{c} e^{j(\omega t + k_1 z)} \vec{e}_2 \wedge \vec{E}_{or}$$

$$\vec{B}_t = +\frac{n_2}{c} e^{j(\omega t - k_2 z)} \vec{e}_2 \wedge \vec{E}_{ot} \quad \rightarrow \text{SANS PLUS DE PRÉCISION}$$

(B)

$$\vec{E}(z=0^-) = \vec{E}(z=0^+) \Rightarrow E_{oi} \vec{e}_n + \vec{E}_{or} = \vec{E}_{ot} \quad (1)$$

$$\vec{B}(z=0^-) = \vec{B}(z=0^+) \Rightarrow n_1 E_{oi} \vec{e}_y - n_1 \vec{e}_2 \wedge \vec{E}_{or} = n_2 \vec{e}_2 \wedge \vec{E}_{ot} \quad (2)$$

(2) N'EST PAS GÉNÉRALE TELLE QUELLE, MAIS SI ON FAIT LE PRODUIT VECTORIEL AVEC $\vec{e}_2$, SA S'ARRANGE :

$$\vec{e}_2 \wedge (\vec{e}_2 \wedge \vec{E}_{or}) = (\underbrace{\vec{e}_2 \cdot \vec{E}_{or}}_{=0}) \vec{e}_2 - (\underbrace{\vec{e}_2 \cdot \vec{e}_2}_{=1}) \vec{E}_{or} = -\vec{E}_{or}$$

$$(2) \text{ DEVIENT ALORS : } \left. \begin{aligned} E_{oi} \vec{e}_n - \vec{E}_{or} &= \frac{n_2}{n_1} \vec{E}_{ot} \\ E_{oi} \vec{e}_n + \vec{E}_{or} &= \vec{E}_{ot} \end{aligned} \right\} \quad (2')$$

ON RECOMPOSE (2)

CRANER A DEUX INCONNUES

$$(1) + (2') \Rightarrow \vec{E}_{ot} = \left(\frac{2n_1}{n_1 + n_2} \right) E_{oi} \vec{e}_n$$

$$\text{ON REPORTE DANS (1) ou (2') \Rightarrow \vec{E}_{or} = \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right) E_{oi} \vec{e}_n$$

LES DEUX ONDES SONT POLARISÉES SELON $\vec{O}z$ - ONDE TRANSMISE EN PHASE AVEC ONDE INCIDENTE ; ONDE REFLECTÉE EN PHASE ($n_1 > n_2$) ou EN OPPOSITION DE PHASE ($n_1 < n_2$) / ONDE INCIDENTE.

ONDES 08

© Ici, on va calculer les vecteurs de Poynting, ce qui nous donnera les puissances surfaciques incidentes P_{Si} , réfléchie P_{Sr} et transmise P_{St} .

$$\hookrightarrow R = \frac{P_{Sr}}{P_{Si}} \quad T = \frac{P_{St}}{P_{Si}}$$

ON DEVRA VÉRIFIER $R + T = 1$.

DANGER : IL FAUT RAISONNER EN REEL.

$$\begin{aligned} \vec{E}_i &= E_{0i} \cos(\omega t - k_1 z) \vec{e}_x & \vec{B}_i &= \frac{n_1 E_{0i}}{c} \cos(\omega t - k_1 z) \vec{e}_y \\ \vec{E}_r &= r E_{0i} \cos(\omega t + k_1 z) \vec{e}_x & \vec{B}_r &= -\frac{n_1 r E_{0i}}{c} \cos(\omega t + k_1 z) \vec{e}_y \\ \vec{E}_t &= t E_{0i} \cos(\omega t - k_2 z) \vec{e}_x & \vec{B}_t &= +\frac{n_2 t E_{0i}}{c} \cos(\omega t - k_2 z) \vec{e}_y \end{aligned}$$

$$\vec{\Pi}_i = \frac{\vec{E}_i \wedge \vec{B}_i}{\mu_0} = n_1 \frac{E_{0i}^2}{\mu_0 c} \cos^2(\omega t - k_1 z) \vec{e}_z$$

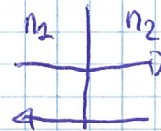
$$\vec{\Pi}_r = -n_1 \frac{r^2 E_{0i}^2}{\mu_0 c} \cos^2(\omega t + k_1 z) \vec{e}_z$$

$$\vec{\Pi}_t = +n_2 \frac{t^2 E_{0i}^2}{\mu_0 c} \cos^2(\omega t - k_2 z) \vec{e}_z$$

$$\text{D'UN CÔTÉ} \quad P_{Si} = \langle \vec{\Pi}_i \rangle = \frac{n_1 E_{0i}^2}{2\mu_0 c} \quad P_{Sr} = \langle \vec{\Pi}_r \rangle = -\frac{n_1 r^2 E_{0i}^2}{2\mu_0 c}$$

$$P_{St} = \langle \vec{\Pi}_t \rangle = \frac{n_2 t^2 E_{0i}^2}{2\mu_0 c}$$

$$\hookrightarrow \begin{cases} R = \frac{P_{Sr}}{P_{Si}} = r^2 = \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2 \\ T = \frac{P_{St}}{P_{Si}} = \frac{n_2}{n_1} t^2 = \frac{4n_1 n_2}{(n_1 + n_2)^2} \end{cases}$$



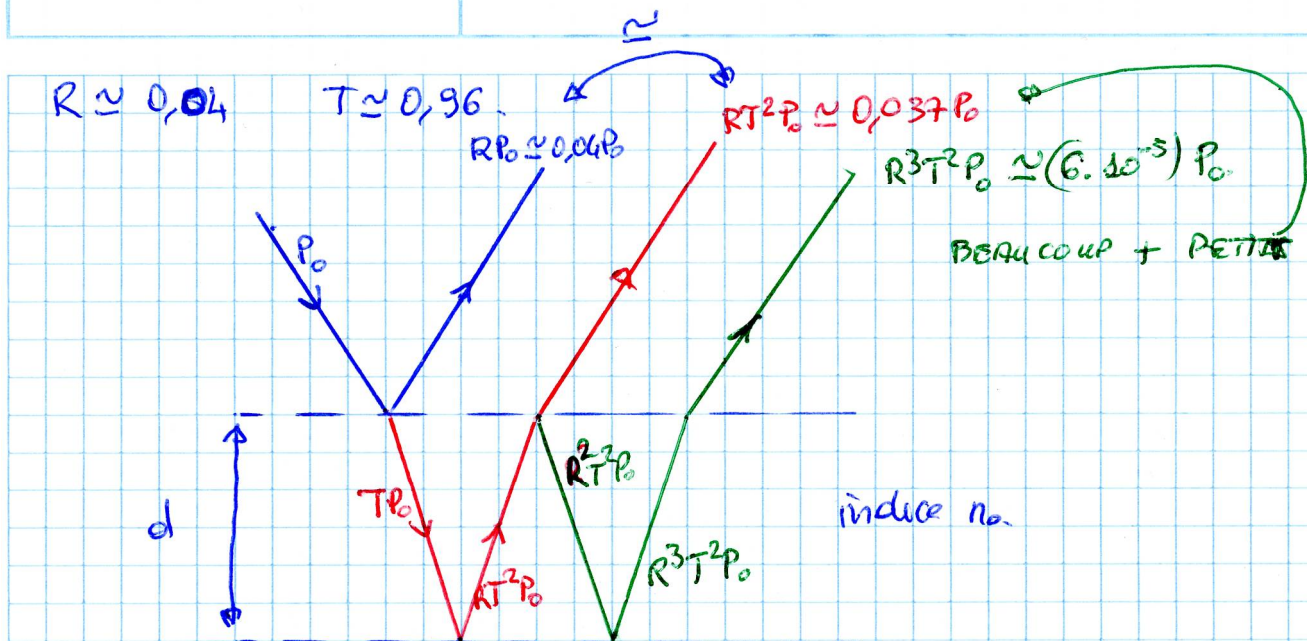
ON REMARQUE $R + T = 1$

IL Y A DES PÉRIODES DANS LES DEUX SENS

EXEMPLE AIR-VERRE $R \approx 0,04$ $T \approx 0,96$

4% DE LA PUISSANCE INCIDENTE EST RÉFLECTÉE EN INCIDENCE NORMALE.

ONDES 08 bis



↳ LES DEUX PREMIERS RAYONS ONT À PEU PRÈS LA MÊME
POUSSIANCE LUMINEUSE

~~PREMIER~~

ON PREND L'HYPOTHESE D'UNE ONDE MONOCHROMATIQUE.
SI LA SECONDE ONDE EST DÉPHASÉE DE π , LA SOMME
VA ÊTRE PRATIQUÉMENT NUL.

↓
ELLE PARCOURE UNE DEMI-
LONGUEUR D'ONDE EN +

(ATT) ANGLES D'INCIDENCE PRATIQUÉMENT NULS

$$2d = \frac{\lambda_0}{2} = \left(\frac{c}{n_0}\right) \frac{T}{2} = \frac{\lambda_0}{2n_0} \rightarrow \text{LONGUEUR D'ONDE DS LE VIDE}$$

$$\rightarrow \lambda_0 = 4n_0d$$

POUR CETTE LONGUEUR D'ONDE, L'ONDE RÉFLECTÉE EST
PRATIQUÉMENT ÉTEINTE.

REN : CE N'EST PAS LA SEULE SOLUTION
 $3\pi, 5\pi, \dots$ MARCHENT AUSSI

1 et 2) Voir TD sur les photons.

3) A la distance r , la puissance surfacique du rayonnement solaire est $\Pi(r) = \frac{P}{4\pi r^2}$ en $W.m^{-2}$.

En réflexion totale, la pression de radiation est : $P_{rad}(r) = \frac{2\Pi(r)}{c}$ en $N.m^{-2} = Pa$

Dans le référentiel héliocentrique, en adoptant les coordonnées sphériques et en supposant la voile bien orientée, le vaisseau subit :

la force de gravitation $\vec{F}_G = -\frac{GM_S m}{r^2} \vec{e}_r$

la force de pression de radiation $\vec{F}_{rad} = +P_{rad}(r)S\vec{e}_r = \frac{PS}{2\pi cr^2} \vec{e}_r$

Le PFD s'écrit :

$$m\vec{a} = \vec{F}_G + \vec{F}_{rad} = \left(\frac{PS}{2\pi c} - GM_S m\right) \frac{\vec{e}_r}{r^2} = \alpha \frac{\vec{e}_r}{r^2}$$

Le vaisseau est initialement immobile et la force est radiale. Le mouvement sera donc uniquement radial et donc $\vec{a} = \ddot{r}\vec{e}_r$. La projection sur $\vec{e}_r$ va donner :

$$\ddot{r} = \frac{\alpha}{r^2}$$

On ne connaît pas la valeur de S donc on ne peut pas calculer α .

L'AD montre que α est en :

$$m^3 \cdot s^{-2} = (UA)^3 \cdot an^{-2} \cdot \left(\frac{m}{UA}\right)^3 \cdot \left(\frac{s}{an}\right)^{-2} \approx (UA)^3 \cdot an^{-2} \left(\frac{1}{1,5 \cdot 10^{11}}\right)^3 \cdot \left(\frac{1}{86400 \cdot 365,24}\right)^{-2}$$

On calcule alors : $\alpha = 29,5 (UA)^3 \cdot an^{-2}$

En multipliant par $\dot{r}$ (facteur intégrant), la relation devient intégrable et on obtient :

$$\frac{1}{2} \dot{r}^2 = -\frac{\alpha}{r} + Cte \xrightarrow{CI} \alpha \left(\frac{1}{d} - \frac{1}{r}\right)$$

r est une fonction croissante du temps et la vitesse tend vers une constante : $v_{lim} = \sqrt{\frac{2\alpha}{d}}$

AN: $v_{lim} \approx 36 km.s^{-1}$ ou $7,7 \frac{UA}{an}$ ou 1 heure lumière/an

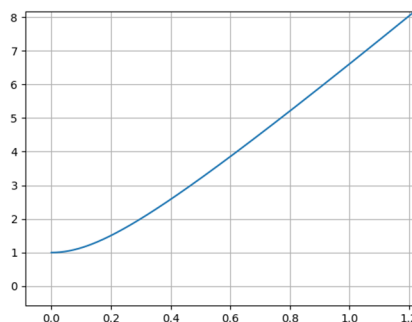
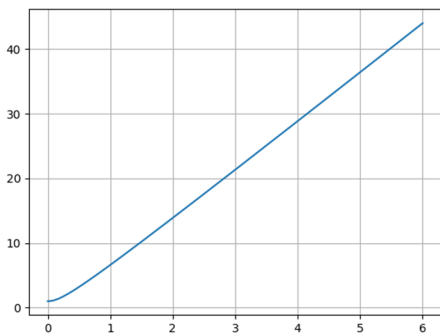
Si on néglige le régime transitoire (approche numérique nécessaire), il faudra bien 4 ans pour atteindre l'orbite de Neptune.

On complète alors :

16 ans pour atteindre la frontière du système solaire

50000 ans pour atteindre Proxima du Centaure.

Pour l'approche numérique, il faut évidemment travailler en UA et an pour ne pas avoir de problème avec les puissances de 10. On obtient numériquement :



4,16 ans pour atteindre Neptune. Le régime transitoire dure environ 4 mois.

Wie Gott in Frankreich