TD 19 : Exercice 1

1) * Il y a deux ondes d'amplitude A_0 égales avec $f_2 = 2f_1$

On pose : $\begin{cases} \xi_1(x;t) = A_0 \cos(\omega_1 t - k_1 x + \varphi) \\ \xi_2(x;t) = A_0 \cos(\omega_2 t - k_2 x + \varphi) \end{cases}$

{ ne sont pas forcément en phase.

* On détermine $v_1(x;t)$ et $v_2(x;t)$:

$$v_1(x;t) = \frac{d\xi_1}{dt} = -A_0 \omega_1 \sin(\omega_1 t - k_1 x + \varphi)$$

$$v_2(x;t) = \frac{d\xi_2}{dt} = -A_0 \omega_2 \sin(\omega_2 t - k_2 x + \varphi)$$

* D'après l'équation d'Euler linéarisée : $\mu_0 \frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial x}$, on a :

$$\frac{\partial p_1}{\partial x} = \mu_0 A_0 \omega_1^2 \cos(\omega_1 t - k_1 x + \varphi)$$

D'où $p_1 = -\frac{\mu_0 A_0 \omega_1^2}{k_1} \sin(\omega_1 t - k_1 x + \varphi)$

Or, $k_1 = \frac{\omega_1}{c}$

Donc $p_1 = -\mu_0 A_0 \omega_1 c \sin(\omega_1 t - k_1 x + \varphi)$. On pose : $p_{0;1} = -\mu_0 A_0 \omega_1 c$

Par analogie, $p_2 = -\mu_0 A_0 \omega_2 c \sin(\omega_2 t - k_2 x + \varphi)$. On pose : $p_{0;2} = -\mu_0 A_0 \omega_2 c$

les amplitudes sont positives le signe ⊖ entraîne un déphasage de π.

De plus, $p_{0;2} = 2 p_{0;1}$ car $\omega_2 = 2\omega_1$

* La puissance surfacique est $\vec{\Pi} = p(x;t)\, v(x;t)\, \vec{u}_x$

D'où $\begin{cases} \vec{\Pi}_1 = \mu_0 A_0^2 \omega_1^2 c \sin^2(\omega_1 t - k_1 x + \varphi) \vec{u}_x \\ \vec{\Pi}_2 = \mu_0 A_0^2 \omega_2^2 c \sin^2(\omega_2 t - k_2 x + \varphi) \vec{u}_x \end{cases}$

Donc $\langle \|\vec{\Pi}_2\| \rangle = 4 \langle \|\vec{\Pi}_1\| \rangle$ car $\omega_2^2 = 4\omega_1^2$ B

$\begin{cases} I_1 = \langle \|\vec{\Pi}_1\| \rangle = \frac{1}{2} \mu_0 A_0^2 \omega_1^2 c \\ I_2 = \langle \|\vec{\Pi}_2\| \rangle = \frac{1}{2} \mu_0 A_0^2 \omega_2^2 c \end{cases}$

Donc $\begin{cases} I_{dB_1} = 10 \log\left(\frac{I_1}{I_0}\right) = 10 \log\left(\frac{\mu_0 A_0^2 \omega_1^2 c \frac{1}{2}}{I_0}\right) \\ I_{dB_2} = 10 \log\left(\frac{I_2}{I_0}\right) = 10 \log\left(\frac{\mu_0 A_0^2 \omega_2^2 c \frac{1}{2}}{I_0}\right) \end{cases}$

Ainsi, $I_{dB_1} - I_{dB_2} = 10 \log\left(\frac{\mu_0 A_0^2 w_1^2 c \frac{1}{2}}{I_0}\right) - 10 \log\left(\frac{\mu_0 A_0^2 w_2^2 c \frac{1}{2}}{I_0}\right)$

$= 10 \log\left(\frac{w_1^2}{w_2^2}\right) = 10 \log\left(\frac{w_1^2}{4w_1^2}\right) = -10 \log 4$

$\simeq \underline{-6 \text{ dB}}$

$\Longleftrightarrow \underline{I_{dB_1} = I_{dB_2} - 6}$. TB

2) Soit $I_3 = 3I_4$

$I_{dB_3} - I_{dB_4} = 10 \log\left(\frac{I_3}{I_4}\right) = 10 \log\left(\frac{3I_4}{I_4}\right) = 10 \log 3 \simeq 4{,}8 \text{ dB}$.

3) $I_{dB} = 10 \log\left(\frac{I}{I_0}\right) = 10 \log\left(\frac{4\pi^2 f^2 \times (0{,}1 \times 10^{-3})^2 \times 1{,}215 \times 340}{10^{-12} \times 2}\right) \simeq \underline{124{,}2 \text{ dB}}$

4) Pour deux pétards, $I_{dB} = 90$ dB.

Donc $I_{dB} = 10 \log\left(\frac{2I}{I_0}\right) = 90 \Longleftrightarrow \frac{2I}{I_0} = 10^9 \Longleftrightarrow I = \frac{1}{2} 10^9 \, 10^{-12} = \frac{1}{2} 10^{-3} = \underline{5 \times 10^{-4}}$ dB

Ainsi, pour un seul pétard, $I_{dB} = 10 \log\left(\frac{I}{I_0}\right) = 10 \log\left(\frac{5 \times 10^{-4}}{10^{-12}}\right)$

$= 10 \log(5 \times 10^8) \simeq \underline{87 \text{ dB}}$.

TB

TD19, Ex 2 | Groupe 2.

B pour l'ensemble
revoir la ré-terminal de ΔTeff.

•On sait que $I = \langle \|\vec{\pi}\| \rangle_T$ par définition

$\hookrightarrow$ avec $p(x,t) = p_0 \cos(2\pi f t - kx + \varphi)$ pour 1 OPPH

$= \frac{1}{T}\int_0^T p_0 \cos(2\pi f t - kx + \varphi) \; v(x,t)\,dt$

Or $\mu \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -\vec{\text{grad}}(p)$ (Équation d'Euler linéarisée)

$\Rightarrow \mu_0 \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial x}\vec{u_x}$

L'onde étudié est progressive, harmonique, on peut donc passer en complexes : $\mu_0 (j\omega)\underline{\vec{v}}(x,t) = -(k j)\,\underline{p}(x,t)\,\vec{u_x}$

$\Leftrightarrow \underline{\vec{v}}(x,t) = \frac{k}{\mu_0 \omega}\,\underline{p}(x,t)\,\vec{u_x}$ avec $\left| \begin{array}{l} k = \frac{\omega}{c} \\ \underline{p}(x,t) = p_0 e^{j(\omega t - kx)} \end{array}\right.$

$\Rightarrow v(x,t) = \frac{1}{c\mu_0} p_0 \cos(\omega t - kx + \varphi)$

D'où $I = \frac{1}{T}\int_0^T \cos^2(\omega t - kx + \varphi)\,dt \; \frac{p_0^2}{\mu_0 c} = \frac{p_0^2}{2\mu_0 c}$ / B

De plus $I_{dB} = 10 \log\left(\frac{I}{I_0}\right) \Rightarrow I = I_0 . 10^{\frac{I_{dB}}{10}} = 10^{6}\ \text{W.m}^{-2}$) oui

On a donc $p_0 = \sqrt{I c \mu_0 2}$:

$\Rightarrow p_{eff} = \sqrt{\frac{1}{T}\int_0^T p_0^2 \cos(\omega t - kx + \varphi)^2 dt} = p_0 \sqrt{\frac{1}{T}\int_0^T \cos(\omega t - kx + \varphi)^2 dt}$

$= \frac{p_0}{\sqrt{2}} = \sqrt{\frac{2 I c \mu_0}{2}} = \sqrt{\frac{10^{-6} . 340 . 1{,}2}{2}}$

$= 2{,}0 . 10^{-2}\ \text{Pa}$ oui

Rq : on trouve une valeur minuscule, c'est ce à quoi on pouvait s'attendre

$\hookrightarrow p_{eff} \ll P \rightarrow$ approx acoustique. ($1\ \text{bar} = 10^5\ \text{Pa}$) $= \cancel{0{,}14\ \text{bar}}$

• On avait $v_0 = \frac{p_0}{c\mu_0}$

$\Rightarrow v_{eff} = \sqrt{\frac{1}{T}\int_0^T v_0^2 \cos^2(\omega t - kx + \varphi)\,dt} = \frac{v_0}{\sqrt{2}} = \frac{p_0}{c\mu_0\sqrt{2}} = \frac{\sqrt{I 2 \mu_0}}{c\mu_0}$

$= \sqrt{\frac{I}{c\mu_0}} = \sqrt{\frac{10^{6}}{340 . 1{,}2}}$

$= 4{,}9 . 10^{-5}\ \text{m/s}$

B

• $v = \frac{d\xi}{dt} \Rightarrow \underline{v} = j\omega \underline{\xi} = \frac{1}{c\mu_0}\underline{p}(x,t)$

$\Rightarrow \underline{\xi} = \frac{p(x,t)}{c\,\omega\,\mu_0}$

$= \frac{p(x,t)}{2\pi f \mu_0 c}$

D'où $\xi_{eff} = \sqrt{\frac{1}{T}\int_0^T \cos(\omega t - kx + \varphi)^2}\;\frac{p_0}{2\pi f \mu_0 c}$

$= \frac{\sqrt{I c \mu_0}\sqrt{2}}{2\sqrt{2}\pi f \mu_0 c} = \sqrt{\frac{I}{c\mu_0}}\;\frac{1}{2\pi f} = \sqrt{\frac{10^{-6}}{340 . 1{,}2}}\;\frac{1}{2 . \pi . 1000}$

$= 7{,}9 . 10^{-9}\ \text{m} \ll \lambda = \frac{c}{f} = 0{,}34\ \text{m}$

B B

• On assimile l'air à un gaz parfait.

On suppose le milieu isentropique. On peut donc appliquer les lois de Laplace $\hookrightarrow$ oui $P^{1-\gamma}T^{\gamma} = \text{cst} \Rightarrow \frac{dp}{p_0}(1-\gamma) + \gamma \frac{dT}{T_0} = 0$

$c = \sqrt{\frac{\gamma R T_0}{M}} \Rightarrow T_0 = \frac{c^2 M}{\gamma R} = \frac{340^2 . 29 . 10^{-3}}{1{,}4 . 8{,}314} = 288\ \text{K} = 15\ °\text{C}$

$T_{eff} = \frac{T_{max}}{\sqrt{2}}$ $\hookrightarrow$ ce n'est pas la loi de Laplace !

de $dp \simeq p_{eff}$
$dT \simeq T_{eff}$

La p_{eff} est dans valeurs audibles, ξ_{eff} est faible, on s'y attendait.

Le model semble adéquoit à l'étude.

Pour être plus efficace :

$I_{dB} = 60\ dB \rightarrow I = 10^{-6}\ W.m^{-2}$

hyp $p(x,t)$ est une OPPH $\quad Z = \rho_0 C = \frac{p}{v}$

$v(x,t) = \frac{p(x,t)}{\rho_0 c}$

on en déduit

$p(x,t) = p_{eff}\sqrt{2}\cos(\omega t - kx + \varphi) \rightarrow$ pour une fonction sinusoïdale la valeur efficace $= \frac{p_0}{\sqrt{2}}$

$I = \langle \|\vec{\pi}\| \rangle = \frac{p_0^2}{2\rho_0 c} = \frac{p_{eff}}{\rho_0 c}$

$\rho_0 = 1{,}2\ kg.m^{-3} \quad c \simeq 340\ m.s$

$p_{eff} = 0{,}02\ Pa \ll P_0$

$v_{eff} = \frac{p_{eff}}{\rho_0 c} = 4{,}9.10^{-5}\ m.s^{-1} \ll c$

avec $\lambda = \frac{c}{f} = 0{,}34\ m$

$\xi_{eff} = \frac{v_{eff}}{\omega} = \frac{v_{eff}}{2\pi f} = 7{,}9.10^{-9}\ m \ll \lambda$

$\rightarrow$ air = GP subissant une transformation isentropique

$PV^{\gamma} = \text{cnst}$

$P\left(\frac{nRT}{P}\right)^{\gamma} = P^{1-\gamma}T^{\gamma} = \text{cnst}$

on différencie $\quad (1-\gamma)\frac{dP}{P} + \gamma\frac{dT}{T} = 0$

avec $dP \simeq p_{eff}$ et $dT \simeq T_{eff} - T_0$

$$(T_{eff} - T_0) = -\frac{T_0}{\gamma}(1-\gamma)\frac{p_{eff}}{P_0}$$

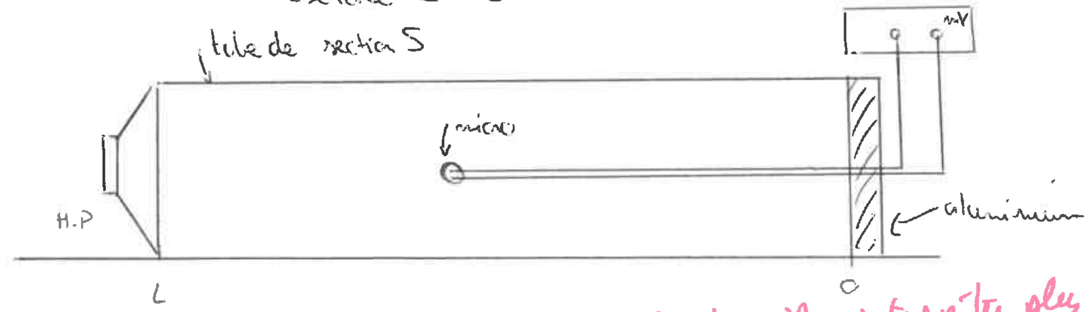
$$= -\frac{293(1-1{,}4)}{1{,}4} \times \frac{0{,}02}{10^5} = 17.10^{-6}\ °C \ll 20\ °C$$

$\rightarrow$ les approximations acoustiques sont vérifiées

$\rightarrow$ les amplitudes dues aux perturbations créées par le passage de l'onde sonore sont négligeables devant les valeurs au repos

SEYFOU
LOICHOT
AUNIS
Groupe 4

Exercice III TD n°19



Bon travail, interprète plus en profondeur la question 4.

1) L'obstacle est supposé parfaitement rigide.

Ainsi $u(x=0,t) = 0$ ce qui correspond à un nœud de vitesse

=> on a donc une onde stationnaire

De fait, $u(x,t) = U_0 \cos(\omega t+\varphi)\cos(kx+\psi)$

2) Utilisant l'éq. d'Euler linéarisée : $\rho_0 \frac{\partial u(x,t)}{\partial t} = -\frac{\partial p(x,t)}{\partial t}$

produit de cos.

Donc $p(x,t) = \int -\rho_0 \omega U_0 \cos(\omega t+\varphi)\cos(kx+\psi)\,dx$

$$\boxed{p(x,t) = -\frac{\rho_0 \omega U_0}{k}\cos(\omega t+\varphi)\sin(kx+\psi)} = -\rho_0 c\, \cancel{u(x,t)}$$

De plus $V(x) = K\left(\frac{1}{T}\int_0^T (-\rho_0 c)^2 U_0^2 \cos^2(\omega t+\varphi)\sin^2(kx+\psi)\,dt\right)^{1/2} = K\rho_0 c U_0 \sin^2(kx+\psi) \times \underbrace{\langle \cos^2(\omega t+\varphi)\rangle}_{1/2}$

$$= K\left(\frac{\rho_0^2 c^2 U_0^2}{2}\sin^2(kx+\psi)\right)^{1/2} = K\frac{\rho_0 c U_0}{\sqrt{2}}|\sin(kx+\psi)|$$

B

3) On sait du cours que l'écart entre 2 nœuds de vibration est $\frac{\lambda}{2}$: ! ó

↳ ici on repère les nœuds de pression

• Pour $f = 300$ Hz

$x_1 = 32{,}0$ cm   On a donc $\lambda = 2(89{,}0 - 32{,}0)$

$x_2 = 89{,}0$ cm $= 114 \times 10^{-2}$ m

Donc $c = \lambda f = 114\times10^{-2} \times 300 = 342\ m\cdot s^{-1}$

Enfin, on sait que $\gamma = \frac{c^2 M}{RT} = \frac{342^2 \times 29\times10^{-3}}{8{,}314\cdot(18+273{,}15)} = 1{,}4$

• Pour $f = 500$ Hz

$x_1 = 17{,}7$ cm   donc cette fois-ci $x_4 - x_1 = 3\times\frac{\lambda}{2}$ car on a 4 nœuds

$x_4 = 120{,}0$ cm   Donc $\lambda = \frac{2}{3}(120\times10^{-2} - 17{,}7\times10^{-2}) = 68{,}2\times10^{-2}$ m

Donc $c = \lambda f = 68{,}2\times10^{-2}\times 500 = 341\ m\cdot s^{-1}$

Et $\gamma = \frac{c^2 M}{RT} = 1{,}4$

• Pour $f = 988$ Hz

Par un raisonnement analogue $x_7 - x_1 = 6\frac{\lambda}{2} = 3\lambda$

Donc $\lambda = \frac{x_7 - x_1}{3} = 34{,}7 \times 10^{-2}$ m

Ainsi $c = \lambda f = 34{,}7 \times 10^{-2} \times 988 = 343\ m \cdot s^{-1}$

De fait γ est aussi $\simeq 1{,}4$.

On remarque que quelque soit la fréquence, on obtient toujours le γ "usuel" $= 1{,}4$ ainsi que la vitesse du son dans l'air $\simeq 340\ m \cdot s^{-1}$

→ le milieu est bien NON dispersif.

4) Avec les fréquences fournies et $c = 340\ m \cdot s^{-1}$

$\lambda_1 = c/f_1 = 340/355 = 96 \times 10^{-2}$ m

$\lambda_2 = c/f_2 = 340/472 = 72 \times 10^{-2}$ m

$\lambda_3 = c/f_3 = 340/590 = 58 \times 10^{-2}$ m

Alors, on observe que :

$\lambda_1 = \frac{2}{3}L$; $\lambda_2 = \frac{1}{2}L$ et $\lambda_3 = \frac{2}{5}L$

→ on doit faire 1 schéma pour expliquer et montrer les modes propres repérés.

Subséquemment, l'observation est cohérente car à ces fréquences on atteint en fait les différents modes propres, correspondant aux moments où la surpression est en résonance, et donc les variations captées sont + importantes.

B

Pour finir, il n'y a pas de contradiction car si on considère le H.P. comme le "vibreur" (la membrane) on aurait une analogie avec le schéma habituel de la corde Melde, où les fréquences des modes propres sont les fréquences de résonance.

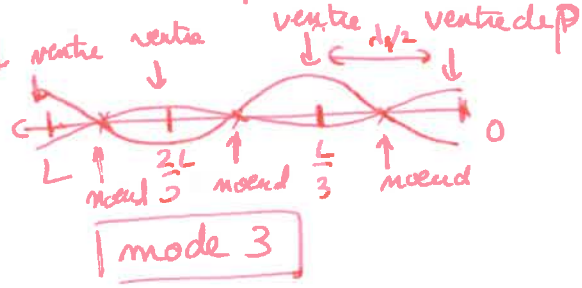
TB

↳ la membrane est un ventre de pression.

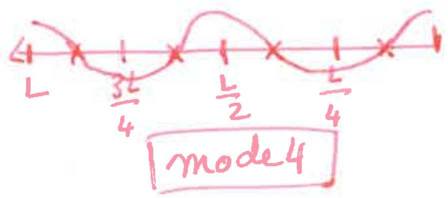
→ en $x = 0$ on mesure les ventres de pression (car noeud de v)

$f_1 = 355$ Hz $\lambda_1 = \frac{2}{3}L$ mode 3

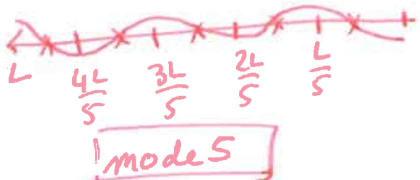
$\frac{\lambda_1}{2} = \frac{L}{3}$



$f_2 = 472$ Hz $\frac{\lambda_2}{2} = \frac{L}{4}$

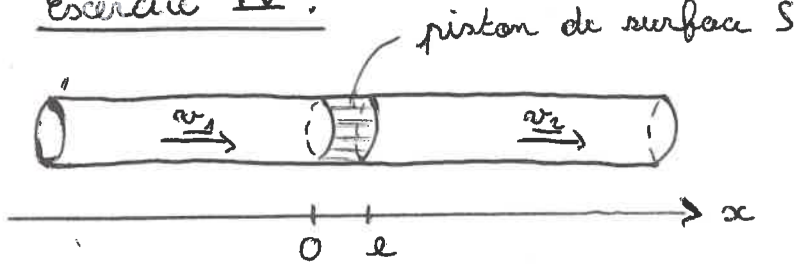


$f_3 = 590$ Hz $\frac{\lambda_3}{2} = \frac{L}{5}$



Fondamental $f_0 = \frac{f_1}{3} = 118$ Hz $f_0 = \frac{f_2}{4} = 118$ Hz $f_0 = \frac{590}{5} = 118$ Hz

Exercice IV :



Groupe 1

Très bon travail.

1. $\underline{v_1}(x,t)$ s'écrit sous cette forme car on a deux ondes :

- l'onde incidente de vitesse : $A_1 e^{j(\omega t - kx)}$ ← se déplace bien dans le sens des x croissants
- l'onde réfléchie de vitesse : $\underline{B_1} e^{j(\omega t + kx)}$ ← se déplace dans le sens des x décroissants

$\underline{v_2}(x,t)$ est la vitesse de l'onde transmise. En effet, c'est la vitesse pour $x > e$ et elle se déplace dans le sens des x croissaints. le terme jke de la phase traduit le déphasage dû à la longueur e du piston.

Pour trouver les surpressions, on va appliquer l'équation d'Euler linéarisée. On a alors, en projection sur $\vec{x}$:

$$\frac{\partial \underline{p_1}}{\partial x} = -\rho_0 \frac{\partial \underline{v_1}}{\partial t} \iff \frac{\partial \underline{p_1}}{\partial x} = -\rho_0 (j\omega)\underline{v_1}$$

en intégrant par rapport à x :

$$\underline{p_1} = -\rho_0 (j\omega)\left(\frac{-1}{jk} A_1 e^{j\omega t - jkx} + \frac{1}{jk}\underline{B_1} e^{j(\omega t + kx)}\right)$$

$$= \rho_0 \frac{\omega}{k}\left(A_1 e^{j(\omega t - kx)} - \underline{B_1} e^{j(\omega t + kx)}\right)$$

$$\boxed{= \rho_0 c \left(A_1 e^{j(\omega t - kx)} - \underline{B_1} e^{j(\omega t + kx)}\right)}$$

De même : $\frac{\partial \underline{p_2}}{\partial x} = -\rho_0 \frac{\partial \underline{v_2}}{\partial t} \iff \frac{\partial \underline{p_2}}{\partial x} = -\rho_0 (j\omega)\underline{v_2}$

On intègre par rapport à x : $\underline{p_2} = -\rho_0 \frac{j\omega}{-jk}\underline{v_2}$

$$\iff \boxed{\underline{p_2} = \rho_0 c \left(\underline{A_2} e^{j(\omega t + k(e - x))}\right)}$$

2. En $x=0$:
$$\underline{v_p} = \underline{v_1}(x=0,t) = \underline{A_1}\, e^{j\omega t} + \underline{B_1}\, e^{j\omega t}$$
En $x=e$: $\underline{v_p} = \underline{v_2}(x=e,t) = \underline{A_2}\, e^{j\omega t}$

3. On isole le piston : Bilan des forces :
- poids $\vec{P}$ $+\vec{R}$ réaction du support
- force de pression à gauche $\vec{F_g}$
- force de pression à droite $\vec{F_d}$

La seconde loi de Newton s'écrit alors :
$m \dfrac{d\vec{v_p}}{dt} = \vec{P} + \vec{F_g} + \vec{F_d} + \vec{R}$, ce qui en projection sur $\vec{x}$ donne :
$$m\frac{d\underline{v_p}}{dt} = \underline{p_1}(x=0,t)S - \underline{p_2}(x=e,t)S$$
$$\iff \mu \underbrace{Se}_{\text{volume du cylindre}} (j\omega)\underline{v_p} = \mu_0 c(\underline{A_1}\, e^{j\omega t} - \underline{B_1}\, e^{j\omega t})S - \mu_0 c\, \underline{A_2}\, e^{j\omega t} \cdot S$$
Or, d'après la question précédente : $\underline{B_1}\, e^{j\omega t} = \underline{v_p} - \underline{A_1}\, e^{j\omega t}$.

On a alors : $\mu . e(j\omega)\underline{v_p} = \mu_0 c(2\underline{A_1}\, e^{j\omega t} - \underline{v_p}) - \mu_0 c\, \underline{A_2}\, e^{j\omega t}$

Par ailleurs : $\underline{v_p} = \underline{A_2}\, e^{j\omega t}$, ce qui implique :
$$\mu e(j\omega)\underline{A_2}\, e^{j\omega t} = \mu_0 c(2\underline{A_1}\, e^{j\omega t} - \underline{A_2}\, e^{j\omega t}) - \mu_0 c\, \underline{A_2}\, e^{j\omega t}$$
$$\iff \mu e(j\omega)\underline{A_2} = \mu_0 c(2\underline{A_1} - 2\underline{A_2})$$
$$\iff \underline{A_2}(\mu e(j\omega) + 2\mu_0 c) = 2\mu_0 c\, \underline{A_1}$$
$$\iff \frac{\underline{A_2}}{\underline{A_1}} = \frac{2\mu_0 c}{2\mu_0 c + \mu e(j\omega)} = \boxed{\frac{1}{1 + \frac{\mu e(j\omega)}{2\mu_0 c}}}$$

TB

$\dfrac{H_0}{1 + j\frac{\omega}{\omega_c}}$ $H_0 \to 1$ $\omega_c = \dfrac{2\mu_0 c}{\mu e}$

3. On peut faire l'analogie avec un filtre passe-bas.
à caractériser.

4. On différencie dorénavant dans $v_1(x,t)$ et $p_1(x,t)$, l'onde incidente de l'onde réfléchie. On pose alors : $\underline{p_i} = \mu_0 c A_1\, e^{j(\omega t - kx)}$ et $\underline{v_i} = A_1\, e^{j(\omega t - kx)}$, alors par définition, le coefficient de transmission en puissance T s'écrit :
$$T = \frac{I_t}{I_i} = \frac{\langle \|\Pi_t\|\rangle}{\langle \|\Pi_i\|\rangle} = \frac{\langle \| p_2(x,t) v_2(x,t)\|\rangle}{\langle \| p_i(x,t) v_i(x,t)\|\rangle} = \frac{\langle |A_2|^2 \mu_0 c \cos^2(\omega t - k(e-x))\rangle}{\langle |A_1|^2 \mu_0 c \cos^2(\omega t - kx)\rangle}$$
$$= \left|\frac{\underline{A_2}}{\underline{A_1}}\right|^2 = \left(\frac{1}{\sqrt{1 + (\frac{\mu e \omega}{2\mu_0 c})^2}}\right)^2 = \boxed{\frac{1}{1 + (\frac{\mu e \omega}{2\mu_0 c})^2}}$$ B

5. $20 \log(T) = -40\ dB \Leftrightarrow T = 10^{-2}$

$$\Leftrightarrow \frac{1}{1+\left(\frac{\rho e \omega}{2\rho_0 c}\right)^2} = 10^{-2}$$

$$\Leftrightarrow \left(\frac{\rho e \pi f}{\rho_0 c}\right)^2 = 10^2 - 1$$

$$\Leftrightarrow e = \frac{\rho_0 c}{\rho \pi f}\sqrt{10^2-1}$$

Pour $f = 1\ kHz$:

$$e_1 = \frac{1{,}3 \cdot 340}{2.10^3 \cdot \pi \cdot (1000)}\sqrt{10^2-1} = 7{,}0.10^{-4}\ m = \boxed{0{,}7\ mm}$$

TB

Pour $f = 100\ Hz$:

$$e_2 = 10\, e_1 = \boxed{7\ mm}$$

groupe 9 TD n° 19, exercice V

1) par définition : $\lambda_0 = \frac{c}{f} = \frac{1500}{75 \times 10^3} = 0{,}02$ m

De plus, $c = \frac{\Delta x}{\Delta t} \iff \Delta x = c \times \Delta t$

$= 1500 \times 100 \times 10^{-6}$

$= 0{,}15$ m

2) $\Delta t = (x \times 2) \times \frac{1}{c} = \frac{2 \times 100}{1500} = 0{,}13$ s

car aller-retour

précision relative $\frac{\Delta t}{t} = \frac{100 \times 10^{-6}}{0{,}13} \simeq 7{,}7 \times 10^{-4}$

↳ très bonne !

3) Le signal réfléchi est d'amplitude plus faible que le signal émis car une partie de l'onde a été transmise

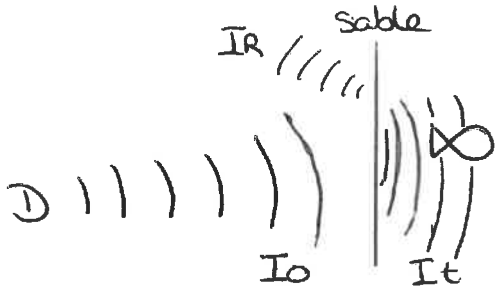
↳ on peut également avoir absorption dans le milieu.

4) Si le poisson s'éloigne, la fréquence du signal reçu est plus petite que la fréquence du signal émis. Cet effet se nomme l'effet Doppler

$f_R = f_e \left(1 - \frac{v_R}{c}\right) < f_e$

cas de la source fixe, et récepteur s'éloigne

5)



par définition : $R = \frac{I_R}{I_o}$ mais aussi $R = \frac{(Z_e - Z_p)^2}{(Z_e + Z_p)^2}$

$T = \frac{I_t}{I_o}$ mais aussi $T = \frac{4 Z_p Z_s}{(Z_p + Z_s)^2}$

On sais aussi que $I_0 = I_R + I_t$

Ainsi $I_t = T \times I_0$

$$= T \times (I_R + I_t)$$

$$= T \times I_R + T \times I_t$$

$$\Leftrightarrow I_t (1 - T) = T \times I_R$$

$$\Leftrightarrow I_t = \frac{T \times I_R}{(1-T)}$$

$$\Leftrightarrow I_t = \frac{T \times R}{(1-T)} \times I_0 .$$

$$\Leftrightarrow I_t = \frac{\frac{(Z_e - Z_s)^2}{(Z_e + Z_s)^2} \times \frac{4 Z_p Z_s}{(Z_p + Z_s)^2}}{\frac{(Z_p + Z_s)^2 - 4 Z_p Z_s}{(Z_p + Z_s)^2}} \times I_0 .$$

$$I_t = \frac{4 Z_p Z_s \times (Z_e - Z_s)^2}{(Z_e + Z_s)^2 \left[(Z_p + Z_s)^2 - 4 Z_p Z_s \right]} \times I_0 .$$

$$I_t = \frac{4 Z_p Z_s \times (Z_e - Z_s)^2}{(Z_e + Z_s)^2 \times (Z_p - Z_s)^2} \times I_0 .$$

TB