Groupe 4 : Exercice 1 : TD 27 :

$\ell = OA = 2m$

$v_{HP}(t) = V.\cos(\omega t)$

quelques maladresses à comprendre et à éviter.

1. En A, le champ des vitesses $v(A,t) = 0$, car en A, on a une paroi.

En O, $v(0,t) = v_{HP}(t) = V\cos(\omega t)$.

Dans le tuyau, on a une onde stationnaire, car on a deux conditions aux limites.

Alors, on note les deux ondes progressives harmoniques :

$$v_i(x,t) = V\cos(\omega t - kx + \varphi) \qquad \underline{v}_i(x,t) = \underline{V}_{0i}e^{j(\omega t - kx)}$$

$$v_r(x,t) = V\cos(\omega t + k(x - \cancel{L}) + \cancel{\varphi})) \qquad \underline{v}_r(x,t) = \underline{V}_{0r}e^{j(\omega t + kx)}$$

$$\underline{v}(x,t) = \underline{v}_i(x,t) + \underline{v}_r(x,t)$$

Alors, $v(x,t) = v_i(x,t) + v_r(x,t)$ avec $\underline{v}(x=L,t) = 0$

$$= V(\cos(\omega t - kx + \varphi) + \cos(\omega t + k(x-L) + \varphi))$$

il vaut mieux raisonner en complexes $\underline{v}(x=0,t) = Ve^{j\omega t} = (\underline{V}_{0i} + \underline{V}_{0r})e^{j\omega t}$

$$\underline{v}(x=L,t) = 0 = \underline{V}_{0i}e^{-jkL} + \underline{V}_{0r}e^{jkL}$$

$$\underline{V}_{0r} = -\underline{V}_{0i}e^{-2jkL} \Rightarrow V = \underline{V}_{0i}(1 - e^{-2jkL}) \qquad \underline{V}_{0i} = \frac{V}{1-e^{-2jkL}} = \frac{Ve^{jkL}}{e^{jkL} - e^{-jkL}}$$

$$\underline{V}_{0i} = \frac{Ve^{jkL}}{\sin(kL)\,2j} \Rightarrow \underline{V}_{0r} = -\frac{Ve^{-jkL}}{\sin(kL)\,2j}$$

Au final, $v(x,t) = \dfrac{V}{\sin\left(\frac{2\pi f}{c_s}L\right)} \times \cos(\omega t) \times \sin\left(\frac{2\pi f}{c_s}(x-L)\right)$

$$\underline{v}(x,t) = \frac{V}{\sin(kL)\,2j}\left[e^{j(\omega t - kx + kL)} - e^{j(\omega t + kx - kL)}\right]$$

$$= \frac{V}{\sin(kL)}\frac{e^{j\omega t}}{2j}\left(e^{-j(k(x-L))} - e^{jk(x-L)}\right)$$

$$= \frac{V}{\sin kL}e^{j\omega t}\frac{2j}{(-2j)}\sin(k(x-L))$$

$$\boxed{v(x,t) = \frac{-V}{\sin(kL)}\sin(k(x-L))\cos(\omega t)}$$

aux résonances l'amplitude est maximale

2. À la première résonance $\Rightarrow \boxed{\sin(kL) = 0.}$

$k_nL = n\pi$ $\qquad \lambda_1 = 2L$

$\frac{2\pi}{\lambda_n}L = n\pi$ et $\lambda_1 = \frac{c_s}{f_1}$

$\boxed{\lambda_n = 2L/n}$ donc $f_1 = \frac{c_s}{2L}$

3. De plus, on sait que $f_n = n f_1$. avec $n \in \mathbb{N}$.

Alors, on exprime : $\lambda_n = \frac{c_s}{n f_1}$

et de même, pour la résonance n :

$$L = n \frac{\lambda_n}{2}$$

B

$$\Leftrightarrow \lambda_n = \frac{2L}{n}$$

4. Désormais, on se place dans un tuyau bouché à ses deux extrémités :

On en déduit que $v(0,t) = v(A,t) = 0$.

onde stationnaire

$v(x,t) = V_0 \cos(\omega t + \varphi)\cos(kx + \psi)$

avec $v(0,t) = 0 \Rightarrow \cos\psi = 0$ $\psi = \pi/2$

$\cos(kx + \pi/2) = \sin(kx)$

Dans un tel mode de propagation, les fréquences propres sont : $f_n = \frac{n c_s}{2L}$

à montrer

et $v(L,t) = 0 \Rightarrow \sin(kL) = 0$

$\Rightarrow k_n L = n\pi$

$\Rightarrow \frac{2\pi f_n L}{c_s} = n\pi$

Or, on a vu avant, que $\lambda_n = \frac{c_s}{f_n}$

$$\Leftrightarrow f_n = \frac{c_s}{\lambda_n}$$

en régime libre $\sin(kL) = 0$
$\rightarrow$ fréquences propres

et $\lambda_n = \frac{2L}{n}$

en régime forcé $\sin(kL) = 0$
$\rightarrow$ fréquences de résonance

d'où $f_n = \frac{n c_s}{2L}$ Les fréquences sont les mêmes.

Pour le mode propre n, on note :

$$V_n(x,t) = A_n \cos(2\pi f_n t + \varphi_n) \sin\left(\frac{n\pi x}{L}\right)$$

et $v(x,t) = \sum_{n=0}^{+\infty} A_n \cos(2\pi f_n t + \varphi_n) \sin\left(\frac{n\pi x}{L}\right)$ dans le tuyau.

A montrer

5. On sait que les noeuds de pression sont des ventres de vitesses, et inversement. → relation entre p et v obtenue par la relation d'Euler

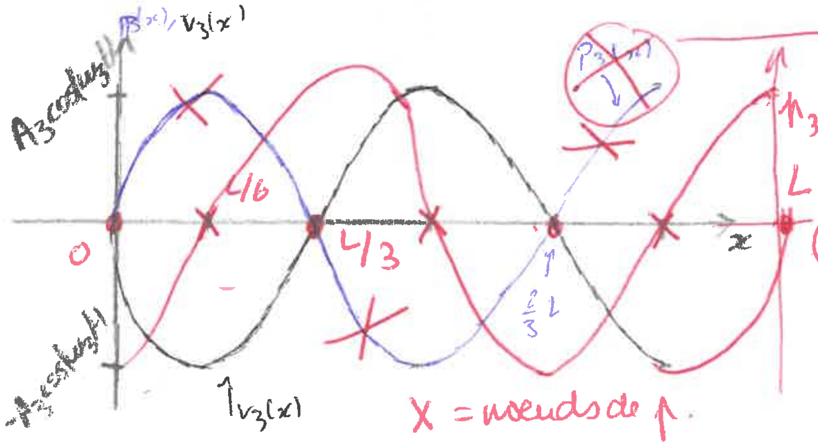
On note $p_n(x,t) = A_n \cancel{\cos(2\pi f_n t + \pi)} \sin(\cancel{n\pi x/L})$ $\mu_0 \frac{\partial v_n}{\partial t} = -\frac{\partial p_n}{\partial x}$.

pas 1 ventre en $x=0$

d'où $p_n(x,t) = \cancel{A_n \sin(\omega_n t) \sin(n\pi x/L)}$ $\frac{\partial p_n}{\partial x} = -\mu_0 A_n \frac{n\pi}{L} \cos(2\pi f_n t) \cos\left(\frac{n\pi x}{L}\right)$

$$\boxed{p_n(x,t) = -\mu_0 \frac{n\pi}{L} \times \frac{A_n}{2\pi f_n} \sin(2\pi f_n t + \varphi_n) \cos\left(\frac{n\pi x}{L}\right)}$$

6. À t donné, on trace $v_3(x)$ et $p_3(x)$:



non... p et v ne sont PAS en opposition de phase

Or, $\frac{3\pi x}{L} = 2\pi \iff x = \frac{2}{3} \times L$

noeuds de v = ventres de p

(p et v ne sont pas homogènes, vous ne pouvez pas les mettre sur la même ordonnée)

$v_3(x=0,t) = 0$ $v_3(x=L,t) = 0$

4 noeuds de v

X = noeuds de p.

On remarque que les deux ondes ont ~~la même amplitude, la même fréquence, et sont en opposition de phase.~~

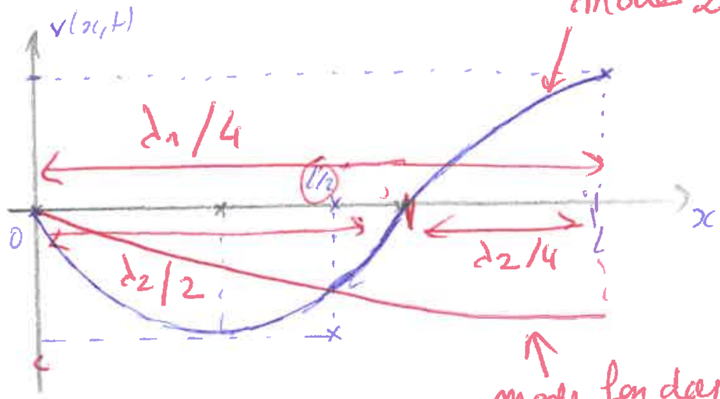
↳ pas possible car pas homogène

7. On ouvre maintenant le tuyau en A :

On déduit alors que en A, $p(A,t) = 0$, car il n'y a pas de variation de pression. → continuité de la pression.

On déduit $v(L,t)$ est ~~maximal~~ 1 ventre

8.



mode 2 car 2 noeuds.

mode fondamental 1 seul noeud.

pour t donné, on a $v(L,t)$ max, et $v(0,t) = 0$.

fondamental
1 noeud en $x = 0$
1 ventre en $x = L$

9. Pour le fondamental, $\cancel{f_1 = \frac{c_s}{2L}}$ $L = \frac{\lambda_1}{4} = \frac{c}{4 f_1}$ $f_1 = \frac{c}{4L}$

donc A.N : $f_1 = \frac{340}{4 \times 2} = \cancel{85}$ Hz 42,5 Hz

10. Les fréquences propres dans le cas d'un tuyau avec une extrémité ouverte et une fermée sont :

oui mais pas évident !

$$f_m = \frac{m\, c_s}{4L}$$ avec m un entier impair.

mode 2 $\quad L = \frac{\lambda_2}{2} + \frac{\lambda_2}{4} = \frac{3\lambda_2}{4} = \frac{3}{4}\frac{c_s}{f_2}$

$$f_2 = \frac{3c_s}{4L}$$

et de plus, $\lambda_m = \frac{c_s}{f_m}$

d'où $\lambda_m = \frac{4L}{m}$ avec $m \in \{2N+1\}$

$$\boxed{\lambda_m = \frac{4L}{2m-1}}$$

mode m $\quad L = (m-1)\frac{\lambda_m}{2} + \frac{\lambda_m}{4}$

$L = \frac{\lambda_m}{4}(2m-1) = \frac{(2m-1)}{4}\frac{c_s}{f_m}$

11. On a vu que les fréquences de résonance sont

les fréquences propres du tuyau libre.

$$f_m = \frac{m\, c_s}{4L}.$$ avec $m \in \{2N+1\}$

$$f_m = \frac{(2m-1)}{4}\frac{c_s}{L}$$

n entier ≥ 1

Or, en remettant le haut-parleur :

$$v(x_{=0}, t) = V\cos(2\pi f t).$$

On déduit que pour qu'il y ait résonance, il faut :

$$f = f_m = \frac{m\, c_s}{4L}, \; m \in \{2N+1\}$$ B

Ex II. TD 27 TB Groupe 8

Etablissons l'expression de c.

Donnée : (1) * Equation d'Euler linéarisée : $\mu_0 \frac{\partial \vec{v}(M,t)}{\partial t} = -\vec{\text{grad}}\, p(M,t)$

(2) * Equation de la conservation de la masse : $\frac{\partial}{\partial t} \mu_1(M,t) + \mu_0 \,\text{div}(\vec{v}(M,t)) = 0$

(3) * Equation thermodynamique : $\chi_S = \frac{1}{\mu(M,t)} \left(\frac{\partial \mu}{\partial P}\right)_S = \frac{1}{\mu_0} \frac{\mu_1(M,t)}{p(M,t)}$

où $p(M,t)$ et $v(M,t)$ sont la surpression sonore et la vitesse d'une particule et μ la masse volumique tel que $\mu(M,t) = \mu^0 + \mu_1(M,t)$ et $\mu_1(M,t) \ll \mu^0$.

Etablissons l'équation de propagation de la surpression.

- $\frac{\partial(2)}{\partial t}$; $\frac{\partial^2}{\partial t^2} \mu_1(M,t) + \mu_0 \frac{\partial}{\partial t}(\text{div}(\vec{v}(M,t))) = 0$

D'où, en appliquant le critère de Schwartz :

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2}(\chi_S \cdot \mu_0 \cdot p(M,t)) + \mu_0 \,\text{div}\left(\frac{\partial}{\partial t} \vec{v}(M,t)\right) = 0$$

Et par (1) ; on obtient :

$$\chi_S \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} p(M,t) + \mu_0 \,\text{div}\left(-\frac{1}{\mu_0} \vec{\text{grad}}\, p(M,t)\right) = 0$$

Ainsi, $\underline{\frac{\partial^2}{\partial t^2} p(M,t)} = \underline{\frac{1}{\mu_0 \chi_S}} \Delta p(M,t) = c^2 \Delta p(M,t)$

Par identification, on trouve $c^2 = \frac{1}{\mu_0 \chi_S}$ d'où $\boxed{c = \sqrt{\frac{1}{\mu_0 \chi_S}}}$

1) Supposons que l'air subit une transformation adiabatique reversible.

D'après la loi de Laplace : $PV^\gamma = \text{constante} = P\left(\frac{m}{\mu}\right)^\gamma$

D'où $\underline{P\mu^{-\gamma} = \text{cste } 2}$. Appliquons la différentielle :

$d(P\mu^{-\gamma}) = d\,\text{cste } 2 \iff \mu^{-\gamma} dP - \gamma \mu^{-\gamma-1} P \,d\mu = 0$

$\iff dP = \gamma \mu^{-1} P \,d\mu \iff \underline{\frac{1}{\mu} \frac{\partial \mu}{\partial P}} = \underline{\frac{1}{\gamma P}} = \underline{\chi_S}$

d'où $c^2 = \frac{1}{\mu_0} \cdot \gamma P$

Or, l'air est un gaz parfait d'où $PV = nRT = \frac{m}{n} RT$

d'où $P \cdot \frac{V}{m} = \frac{P}{\mu_0} = \frac{RT}{n}$

Ainsi, $c^2 = \frac{\gamma RT}{n}$ d'où $\boxed{c = \sqrt{\frac{\gamma RT}{n}}}$

A.N. $c = \sqrt{\frac{1,4 \times 8,314 \times (20+273)}{29 \times 10^{-3}}} \simeq 343 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ à 20°C.

2) Supposons que le son se propage maintenant de manière isotherme.

Alors, par la loi des gaz parfaits, $PV = nRT = \text{constante}$.

Appliquons la différentielle :

$d(PV) = d(\text{constante}) \Leftrightarrow PdV + VdP = 0$

$\Leftrightarrow dP = -\frac{P}{V} dV$. Or $V = \frac{m}{\mu}$ et $d\left(\frac{m}{\mu}\right) = -m\mu^{-2} d\mu$

d'où, $dP = -\frac{P\mu}{m} d\left(\frac{m}{\mu}\right) = \frac{-P}{m}\mu \times -m\mu^{-2} d\mu = P\mu^{-1} d\mu$

Ainsi, $\frac{1}{P} = \frac{1}{\mu} \frac{d\mu}{dP} = \chi_s$

d'où, $c^2 = \frac{1}{\mu_0 \chi_s} = \frac{P}{\mu_0} = \frac{RT}{n} \Rightarrow \boxed{c = \sqrt{\frac{RT}{n}}}$

A.N : à 20°C : $c = \sqrt{\frac{8,314 \times (20+273)}{29 \cdot 10^{-3}}} \simeq 290 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$

3) Etant donné qu'à 20°C, la vitesse du son mesurée est de $343 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, c'est le 1er modèle qui est le plus approprié. L'air subit donc une transformation adiabatique réversible

TB

TD 27 EXERCICE III Groupe 2

1) $\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0 \Leftrightarrow \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} c^2 = \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \Leftrightarrow [c^2] = \frac{Pa \cdot s^{-2}}{Pa \cdot m^{-2}}$

→ ici c est introduit dans la relation $I = \frac{ec}{4}$

Ainsi $\underline{[c] = m \cdot s^{-1}}$ $\quad [c] = \frac{[I]}{[e]} = \frac{W m^{-2}}{J m^{-3}} = \frac{J.s^{-1}}{J} \cdot m = m \cdot s^{-1}$

2) D'après l'énoncé, e est l'énergie acoustique volumique

donc $\underline{E = eV}$

3) D'après l'énoncé, α est le coefficient d'absorption moyen donc

$\alpha = \frac{P_{absorbé}}{P_{incidente}}$

donc $P_{absorbé} = \alpha P_{incidente}$

Or $P = IS$

d'où $\underline{P_{absorbé} = \alpha IS}$

4) On connaît $I = \frac{ce}{4}$

donc $P_{absorbé} = \frac{\alpha ceS}{4}$

Or $e = \frac{E}{V}$

d'où $\underline{P_{absorbé} = \frac{\alpha cES}{4V}}$

La diminution de l'énergie acoustique est due à la puissance perdue au niveau des parois.

$\frac{dE}{dt} = -P_{abs}$

$\Leftrightarrow \frac{deV}{dt} = -\alpha IS$

$\Leftrightarrow \frac{4V}{c}\frac{dI}{dt} + \alpha IS = 0$

$\Leftrightarrow \frac{dI}{dt} + \frac{\alpha Sc}{4V} I = 0$

$I(t) = Ae^{-t/\tau}$ avec $\tau = \frac{4V}{\alpha Sc}$

$I(0) = A$

5) On connait, par définition

on cherche T tel que $I_{dB}(t=T) - I_{dB}(t=0) = -60$

$$I_{dB} = 10\log\left(\frac{I(t)}{I_0}\right)$$

$$I_{dB} = 10\log(I(t)) - 10\log I_0$$

$$I_{dB} + 10\log I_0 = 10\log I(t)$$

$$I_{dB}(T) - I_{dB}(0) = 10\log\left(\frac{I(t=T)}{I_0}\right) - 10\log\left(\frac{I(t=0)}{I_0}\right)$$

$$= 10\log(I(t=T)) - 10\log(I(t=0))$$

$$= 10\log\left(\frac{I(t=T)}{I(t=0)}\right) = -60$$

$$\frac{I_{dB}(\text{variation})}{10} = \log\left(\frac{I(t=T)}{I(t=0)}\right) \iff 10^{\frac{I_{dB}(\text{variation})}{10}} = \frac{\cancel{A}e^{-T/\tau}}{\cancel{A}}$$

$$\iff \ln(10^{I_{dB}/10}) \times -\tau = \frac{\ln(10^{I_{dB}/10}) \times (-4)}{340} \times \frac{V}{\alpha S}$$

$$= \frac{0{,}16\,V}{\alpha S}$$

6. $T = 0{,}16 \times \frac{V}{\alpha S}$

On a retrouvé à la question précédente l'équation de Sabine.

7. $$T = \ln\left(\frac{10^{\frac{I_{dB} + 10\log I_0}{10}}}{A}\right) \times \frac{-4V}{\alpha S c} = \frac{0{,}16\,V}{\alpha S}.$$

si $V = a^3$
$S = 6a^2$ ← 6 faces dans un cube,
$\frac{V}{S} = \frac{a}{6}$

$S_{cat} = 5400\ m^2$
$V_{cat} = 27\,000\ m^3$

(AN) $= \frac{0{,}16 \times 27000}{0{,}1 \times 5400} = 8\ s$!

$S_{studio} = 54\ m^2$
$V_{studio} = 27\ m^3$

(AN) $= \frac{0{,}16 \times 27}{0{,}05 \times 54} = 1{,}6\ s$!

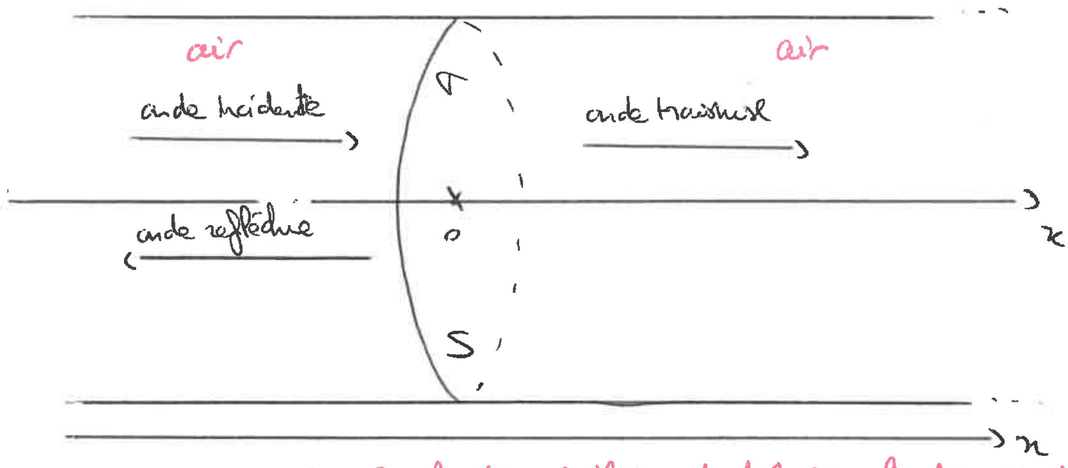
Lorsque la pièce est plus petite l'onde sonore ne rebondit plus donc ~~la dispertion~~ l'absorption est plus rapide.

(pour 1 studio d'enregistrement α plus faible, on ne veut pas d'écho!)

Dans une cathédrale on cherche l'écho.

AGODY ANTOINE
SEYIFCU YANIS
Groupe 7

Exercice IV TD n°27



(même k dans milieu 1 et 2 car les deux sont de l'air)

1. D'après l'énoncé :

$$\begin{cases} \underline{v_i} = \underline{v_{0i}}\, e^{j(\omega t - kx)} \\ \underline{v_t} = \underline{v_{0t}}\, e^{j(\omega t - kx)} \\ \underline{v_r} = \underline{v_{0r}}\, e^{j(\omega t + kx)} \end{cases} \quad \text{et} \quad \begin{cases} \underline{p_i} = p_{0i}\, e^{j(\omega t - kx)} \\ \underline{p_t} = p_{0t}\, e^{j(\omega t - kx)} \\ \underline{p_r} = p_{0r}\, e^{j(\omega t + kx)} \end{cases}$$

2. On sait que l'impédance accoustique est $\underline{Z} = \frac{\underline{p}}{\underline{v}} = \rho_0 c$

Avec ρ_0 : masse volumique de l'air
c : célérité de l'onde dans le milieu (ici c dans les deux milieux)

Ainsi, $\begin{cases} p_{0i} = \rho_0 c\, v_{0i} \\ p_{0t} = \rho_0 c\, v_{0t} \\ p_{0r} = -\rho_0 c\, v_{0r} \end{cases}$ (signe ⊖ car propagation dans le sens x décroissant)

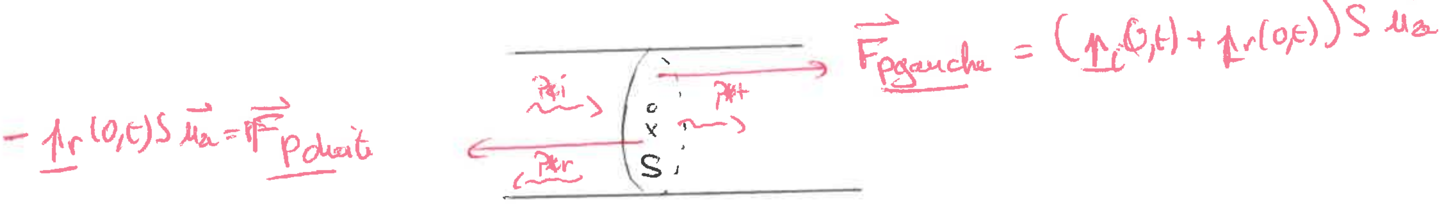
3. Utilisons la continuité de la vitesse à $x = 0$:

$$\begin{cases} \underline{v_i}(0,t) + \underline{v_r}(0,t) = v_p(0) \\ \underline{v_t}(0,t) = v_p(0) \end{cases} \iff \begin{cases} v_{0t} = a_0 \\ v_{0i} + v_{0r} = a_0 \end{cases}$$

Ainsi, $\underline{v_{0i} + v_{0r} = v_{0t}}$

4. Appliquons le principe fondamental de la dynamique au système {plateau} dans le référentiel galiléen. (PFD)

On note $\underline{v}_{plateau} = a_0 e^{j\omega t}$



Ainsi les forces s'appliquant sur la plaque sont (en norme)

$\{ \underline{p}_i(0)S$, $p_t(0)S$, $p_r(0)S$

→ il faut prendre $\underline{p}_{tot}(0,t) = \underline{p}_i(0,t) + \underline{p}_r(0,t)$

De fait, d'après le PFD :

$$\sigma S \frac{d}{dt}\left(a_0 e^{j\omega t}\right) = \underline{p}_i(0,t)S + \underline{p}_r(0,t)S - \underline{p}_t(0,t)S$$

$$\Leftrightarrow j\sigma\omega a_0 \cancel{e^{j\omega t}} = (\underline{p}_{0i} + \underline{p}_{0r} - \underline{p}_{0t})\cancel{e^{j\omega t}}$$

De fait, $\underline{p}_{0i} + \underline{p}_{0r} - \underline{p}_{0t} = \sigma\omega a_0$

$$\Leftrightarrow \underline{p}_{0i} + \underline{p}_{0r} - \underline{p}_{0t} = j\sigma\omega \underline{v}_{0t}$$

5. On définit le coefficient de transmission de vitesse comme :

$$\underline{\tau}_v = \frac{\underline{v}_{0t}}{\underline{v}_{0i}}$$

Or ici $\begin{cases} \underline{p}_{0i} + \underline{p}_{0r} - \underline{p}_{0t} = j\sigma\omega \underline{v}_{0t} \\ \underline{v}_{0i} + \underline{v}_{0r} - \underline{v}_{0t} = 0 \end{cases}$

$\Leftrightarrow \begin{cases} \rho c(\underline{v}_{0i} - \underline{v}_{0r} - \underline{v}_{0t}) = j\sigma\omega \underline{v}_{0t} \quad (1) \\ -\underline{v}_{0r} = \underline{v}_{0i} - \underline{v}_{0t} \quad (2) \end{cases}$

(2) dans (1)

$\Leftrightarrow \begin{cases} \rho c(2\underline{v}_{0i} - 2\underline{v}_{0t}) = j\sigma\omega \underline{v}_{0t} \quad (3) \\ -\underline{v}_{0r} = \underline{v}_{0i} - \underline{v}_{0t} \end{cases}$

Manipulons (3) :

$$\rho c(2\underline{V_{oi}} - 2\underline{V_{ot}}) = j\sigma\omega\,\underline{V_{ot}}$$

$$\Leftrightarrow (j\sigma\omega + 2\rho c)\,\underline{V_{ot}} = 2\rho c\,\underline{V_{oi}}$$

Ainsi, $\underline{\tau_v} = \frac{\underline{V_{ot}}}{\underline{V_{oi}}} = \frac{2\rho c}{2\rho c + j\sigma\omega} = \frac{1}{1 + j\omega\frac{\sigma}{2\rho c}}$ TB

6. On reconnaît que $\underline{\tau_v}$ est la fonction de transfert d'un filtre passe-bas de pulsation de coupure $\omega_c = \frac{2\rho c}{\sigma}$

d'ordre 1

Et on remarque que si $\omega \ll \omega_c$; $\underline{\tau_v} \approx 1$ on a une transmission quasi-totale

De plus, si $\omega \gg \omega_c$; $\underline{\tau_v} \approx -j\frac{\omega_c}{\omega}$, on a une atténuation en $\frac{1}{\omega}$.

7. Determinons la longueur d'onde de coupure λ_c.

On $\lambda_c = \frac{c}{f_c} = \frac{2\pi c}{\omega_c} = \frac{\cancel{2}\pi \cancel{c}\,\sigma}{\cancel{2}\rho \cancel{c}} = \frac{\pi\sigma}{\rho_0}$

Or, $\cancel{\sigma = \frac{\rho d}{d}}$ $\sigma = \rho_d \cdot d$

Ainsi, $\lambda_0 = \pi d\,\frac{\rho_d}{\rho_0}$

8. On rappelle que $\underline{T}_v = \dfrac{1}{1+j\frac{\omega}{\omega_c}}$

on veut un affaiblissement de 50dB à 300Hz
↪ on est en haute fréquence
$\underline{T}_v \simeq \dfrac{1}{j\frac{\omega}{\omega_c}}$
+ simple !

$G_{dB} = -20\log\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right)$

Donc le gain en décibel est

$$G_{dB} = 20\log\frac{1}{\sqrt{1+\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right)^2}} = -10\log\left(1+\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right)^2\right)$$

On a veut que pour $\underbrace{\omega = 2\pi \cdot 300}_{=\omega_1}$ rad$\cdot$s^{-1}, $G_{dB} = -50$

Donc $50 = 10\log\left(1+\left(\frac{\omega_1}{\omega_c}\right)^2\right)$

$$\Leftrightarrow 10^5 = 1+\frac{(\omega_1)^2}{\omega_c^2}$$

$$\Leftrightarrow \omega_c = \sqrt{\frac{(\omega_1)^2}{10^5-1}}$$

$$\Leftrightarrow \frac{2\rho_0 c}{\sigma} = \sqrt{\frac{\omega_1^2}{10^5-1}}$$

Donc $\sigma = 2\rho_0 c\sqrt{\dfrac{10^5-1}{\omega_1^2}} \simeq 147$ kg$\cdot$m^{-2}

Or $d = \dfrac{\sigma}{\rho_d}$

Donc $d = \dfrac{147}{2300} = 6{,}4\times10^{-2}$ m $= 6{,}4$ cm

Ainsi, $f_c = \dfrac{\omega_c}{2\pi} = \dfrac{2\rho_0 c}{2\pi\sigma} = \dfrac{\rho_0 c}{\pi\sigma} \simeq 0{,}95$ Hz

$\lambda_0 = \pi d\,\dfrac{\rho_d}{\rho_0} \simeq 358$ m

9. On ré-utilise l'expression de GdB :

$$G_{dB} = -10 \log\left(1+\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right)^2\right)$$

Pour $\omega = 2\pi \cdot 100$,

$$G_{dB} = -10 \log\left(1+\left(\frac{2\pi \cdot 100}{2\pi \cdot 0{,}95}\right)^2\right) \simeq -40{,}4 \text{ dB}$$

affaiblissement, d'où le moins.

Pour $\omega = 2\pi \cdot 500$

$$G_{dB} = -10 \log\left(1+\left(\frac{500}{0{,}95}\right)^2\right) \simeq -54{,}4 \text{ dB}$$

On en conclut donc que le son aigu émis par le logement voisin sera plus atténué que le son grave. oui

10. Ce modèle de la masse surfacique est valide si :
- doit faible devant la longueur d'onde du signal

c'est bien le cas !
$d = 6{,}4$ cm
$d = 358$ m

- la fréquence est loin de ~~celle~~ ~~en résonance~~ la fréquence de résonance en vibration de la plaque
- A fortiori, si les vibration de la plaque (son mouvement) n'est pas pris en compte hormis sa vitesse définie par v plateau.

pas forcément !