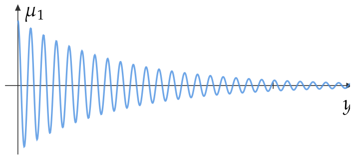
Dans l'approximation acoustique, on considère un milieu de masse volumique μ_0 au repos dans lequel la célérité des ondes acoustiques est c. On note pour $y > 0$ μ_1 la variation de masse volumique au passage de l'onde, telle que :

$$\mu_1(y,t) = \alpha e^{-k_2 y}\cos(\omega t - k_1 y)$$

Déterminer l'intensité acoustique I selon $+\vec{e_y}$.



ch8.Q1

RÉPONSE :

On cherche $I = \langle\vec{\Pi}\rangle.\vec{e_y} = \langle P_1\,\vec{v}.\vec{e_y}\rangle$.
Or (eq. thermo) $P_1 = \mu_1 c^2$ d'où $P_1 = \alpha c^2 e^{-k_2 y}\cos(\omega t - k_1 y)$.
Et $\mu_0 \frac{\partial\vec{v}}{\partial t} = -\vec{\nabla}P_1$ (eq. d'Euler linéarisée) donc $\frac{\partial\vec{v}}{\partial t} = -\frac{\alpha c^2}{\mu_0}\left[-k_2 e^{-k_2 y}\cos(\omega t - k_1 y) + k_1 e^{-k_2 y}\sin(\omega t - k_1 y)\right]\vec{e_y}$

$$\vec{v} = \underbrace{\vec{0}}_{\langle\vec{v}\rangle=\vec{0}} + \frac{\alpha c^2 k_1}{\omega\mu_0} e^{-k_2 y}\left[\frac{k_2}{k_1}\sin(\omega t - k_1 y) + \cos(\underbrace{\omega t - k_1 y}_{U(y,t)})\right]\vec{e_y}$$

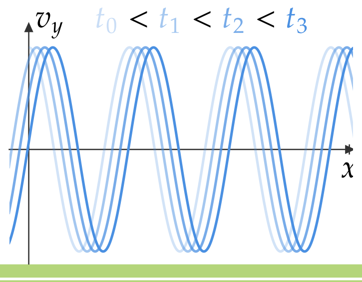
$\Rightarrow \vec{\Pi} = \frac{\alpha^2 c^4 k_1}{\omega\mu_0} e^{-2k_2 y}\left[\frac{k_2}{k_1}\sin(U)\cos(U) + \cos^2(U)\right]\vec{e_y}$
Avec $\langle\sin(\omega t - k_1 y)\cos(\omega t - k_1 y)\rangle = 0$ et $\langle\cos^2(\omega t - k_1 y)\rangle = \frac{1}{2}$,

on obtient : $\boxed{I = \dfrac{\alpha^2 c^4 k_1}{2\omega\mu_0} e^{-2k_2 y}}$

ch8.R1

VRAI ou FAUX ?

Dans l'approximation acoustique pour un fluide parfait, il est impossible d'imaginer une onde acoustique transversale, c'est à dire, par exemple, de la forme $\vec{v} = A\cos(\omega t - \frac{\omega x}{c})\vec{e_y}$.



ch8.Q2

RÉPONSE :

VRAI

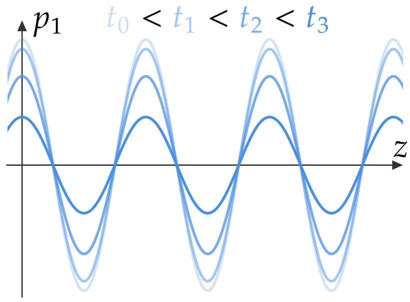
L'équation de conservation de la masse linéarisée s'écrit :

$$\frac{\partial\mu_1}{\partial t} = -\mu_0 \mathrm{div}(\vec{v}) = \mu_0\left(\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z}\right) = 0$$

$\Rightarrow \mu_1 = f(x,y,z)$, or $\forall(x,y,z) \in \mathbb{R}^3$, $\langle\mu_1\rangle = 0$ donc $\boxed{\mu_1 = 0}$.
Puisque $P_1 = c^2\mu_1$, $\boxed{P_1 = 0}$ également.
Enfin, $\mu_0\frac{\partial\vec{v}}{\partial t} = -\vec{\nabla}P_1$ donc $-A\omega\sin(\omega t - \frac{\omega x}{c}) = 0\ \forall(x,y,z,t)$
D'où $\boxed{A = 0}$.

ch8.R2

Dans l'approximation acoustique on considère une onde stationnaire de surpression de la forme $p_1 = P_s\cos(\omega t)\sin(kz)$. Quelle est son intensité acoustique selon $+\vec{e_z}$ (notée I_z) ?



ch8.Q3

RÉPONSE :

L'équation d'Euler linéarisée $\mu_0\frac{\partial\vec{v}}{\partial t} = -\vec{\nabla}P_1$ donne $\mu_0\frac{\partial\vec{v}}{\partial t} = -P_s k\cos(\omega t)\cos(kz)\vec{e_z}$ d'où :

$$\vec{v} = \underbrace{\vec{0}}_{\langle\vec{v}\rangle=\vec{0}} - P_s\frac{k}{\omega\mu_0}\sin(\omega t)\cos(kz)\vec{e_z}$$

On note c la célérité dans l'équation de d'Alembert donc P_1 est solution, avec ainsi $k = \pm\frac{\omega}{c}$ d'où
$\vec{\Pi} = -\frac{P_s^2}{c\mu_0}\sin(\omega t)\cos(\omega t)\cos(kz)\sin(kz)\vec{e_z}$.
Or $\langle\sin(\omega t)\cos(\omega t)\rangle = \frac{\omega}{2\pi}\int_0^{2\pi/\omega}\mathrm{d}t\,\sin(\omega t)\cos(\omega t) = \frac{\omega}{4\pi}\int_0^{2\pi/\omega}\mathrm{d}t\,\sin(2\omega t) = \frac{\omega}{8\pi}\left[-\cos(2\omega t)\right]_0^{2\pi/\omega} = 0$
Et donc $\boxed{\langle\vec{\Pi}\rangle = \vec{0}}$, d'où $I_z = 0$.

ch8.R3

On se place dans l'approximation acoustique.

Démontrer que $\langle\vec{\Pi}\rangle$, la moyenne du vecteur densité de puissance acoustique, est toujours nulle si la surpression P_1 est une onde stationnaire.

On étudiera uniquement les ondes oscillant temporellement.

ch8.Q4

RÉPONSE :

Une onde stationnaire en 3D s'écrit $P_1 = f(x)g(y)h(z)i(t)$ et est solution de l'équation de d'Alembert, donc, en y injectant P_1 on obtient : $\frac{1}{c^2}\frac{i"}{i}(t) = \frac{f"}{f}(x) + \frac{g"}{g}(y) + \frac{h"}{h}(z)$ vrai $\forall x, y, z, t$.
Donc $\frac{i"}{i} = C_i$ avec $C_i < 0$ si on étudie uniquement les ondes oscillantes temporellement, de même $\frac{f"}{f} = C_f$, etc. .
D'où $i(t) = \alpha e^{j\omega_i t} + \beta e^{-j\omega_i t}$, $\omega_i = \sqrt{-C_i}$
$\Rightarrow \vec{v} = \frac{-j\omega_i}{C_i\mu_0}\left(\alpha e^{j\omega_i t} - \beta e^{-j\omega_i t}\right)\left(f'gh\vec{e_x} + fg'h\vec{e_y} + fgh'\vec{e_z}\right)$
On note $\vec{U}(x,y,z) = ff'g^2h^2\vec{e_x} + f^2gg'h^2\vec{e_y} + f^2g^2hh'\vec{e_z}$
On repasse en réel, puis $\vec{\Pi} = \frac{\omega_i}{C_i\mu_0}\left(\alpha\sin(\omega_i t) + \beta\sin(\omega_i t)\right)\left(\alpha\cos(\omega_i t) + \beta\cos(\omega_i t)\right)\vec{U}$,
$\langle\cos(\omega_i t)\sin(\omega_i t)\rangle = 0 \Rightarrow \boxed{\langle\vec{\Pi}\rangle = \vec{0}}$.

ch8.R4

Dans l'approximation acoustique, on considère une onde de vitesse notée :

$$\underline{p_1} = P_s \exp\left(i(\omega t + \frac{\omega z}{c} + \psi)\right)$$

En déduire l'expression de $\langle \vec{\Pi} \rangle$ la moyenne temporelle du vecteur densité de puissance acoustique.

ch8.Q5

RÉPONSE :

Eq. d'Euler lin. $\Rightarrow \frac{\partial \underline{\vec{v}}}{\partial t} = -i\frac{\omega}{c\mu_0}P_s \exp\left(i(\omega t + \frac{\omega z}{c} + \psi)\right)\vec{e_z}$.

Donc $\underline{\vec{v}} = -\frac{1}{c\mu_0}P_s \exp\left(i(\omega t + \frac{\omega z}{c} + \psi)\right)\vec{e_z} + \overrightarrow{\mathrm{C^{te}}}(x,y,z)$

Or $\langle \vec{v} \rangle = 0 \Rightarrow \mathrm{Re}(\overrightarrow{\mathrm{C^{te}}})(x,y,z) = \vec{0}$

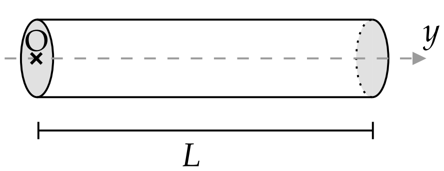
Attention : On repasse en réel pour P_1 et $\vec{v}$ avant de calculer $\vec{\Pi}$.

$\vec{\Pi} = -\frac{P_s^2}{c\mu_0}\cos^2\left(i(\omega t + \frac{\omega z}{c} + \psi)\right)\vec{e_z}$

Or $\langle \cos^2(\omega t + \alpha) \rangle = \frac{\omega}{2\pi}\int_0^{2\pi/\omega} \mathrm{d}t \cos^2(\omega t + \alpha) = \frac{\omega}{4\pi}\int_0^{2\pi/\omega} \mathrm{d}t(\cos(2\omega t + 2\alpha) + 1) = \frac{\omega}{4\pi}[\frac{\sin(2\omega t + 2\alpha)}{2} + t]_0^{2\pi/\omega} = \frac{1}{2}$

Et donc $\boxed{\langle \vec{\Pi} \rangle = -\frac{P_s^2}{2c\mu_0}\vec{e_z}}$

ch8.R5

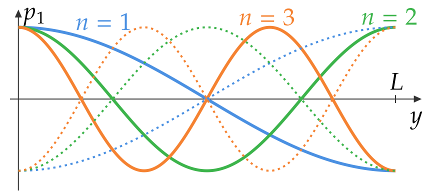


Un tube de Kundt est un tube de longueur L fermé à ses deux extrémités dans lequel se propagent des ondes acoustiques, créées par un petit haut-parleur à l'intérieur du tube.
Dans l'approx. acoustique, on cherche une solution pour la surpression sous la forme $p_1(y,t) = A\cos(\omega t + \varphi)\cos(\frac{\omega y}{c} + \psi)$. Démontrer que les pulsations ω autorisées à se propager dans le tube sont quantifiées. Pour les trois premiers modes autorisés, on représentera graphiquement p_1 avec $y \in [0; L]$ à différents t.

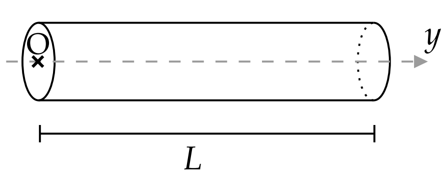
ch8.Q6

RÉPONSE :

Les conditions limites imposent $v_y(y=0,t) = 0$ et $v_y(y=L,t) = 0\ \forall t$. Or l'équation d'Euler linéarisée donne
$\vec{v} = \frac{A}{\mu_0 c}\sin(\omega t + \varphi)\sin(\frac{\omega y}{c} + \psi)\vec{e_y}$
Les C.L. imposent $A = 0$ (solution sans onde) ou $\psi = p\pi$, $p \in \mathbb{Z}$, et $\sin(\frac{\omega L}{c}) = 0$ donc $\omega = \frac{n\pi c}{L}$, $n \in \mathbb{N}^*$ ($n = 0$ est redondant avec $A = 0$ et $n < 0$ redondant avec $n' = -n$ et $p' = p + 1$).



ch8.R6



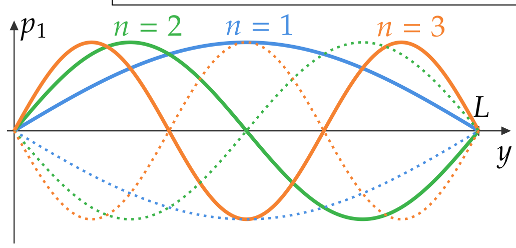
Un didgeridoo est un tube de longueur L ouvert à ses deux extrémités dans lequel se propagent des ondes acoustiques, créées par le souffle humain.
Dans l'approx. acoustique, on cherche une solution pour la surpression sous la forme $p_1(y,t) = A\sin(\omega t + \varphi)\cos(\frac{\omega y}{c} + \psi)$. Démontrer que les pulsations ω autorisées à se propager dans le tube sont quantifiées. Pour les trois premiers modes autorisés, on représentera graphiquement p_1 avec $y \in [0; L]$ à différents t.

ch8.Q7

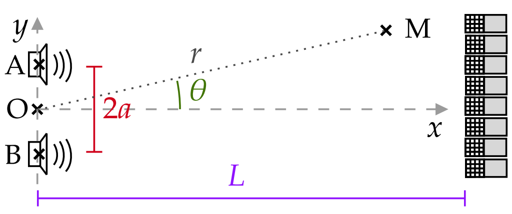
RÉPONSE :

Les conditions limites imposent $p_1(y=0,t) = 0$ et $p_1(y=L,t) = 0\ \forall t$. Donc $A = 0$ ou $\psi = \frac{\pi}{2} + p\pi$, $p \in \mathbb{Z}$, et $\sin(\frac{\omega L}{c}) = 0$ donc $\omega = \frac{n\pi c}{L}$, $n \in \mathbb{N}^*$ ($n = 0$ est redondant avec $A = 0$ et $n < 0$ redondant avec $n' = -n$ et $p' = p + 1$).

On trace donc $\boxed{p_1(y,t) = -A(-1)^p\sin(\omega t + \varphi)\sin(\frac{n\pi y}{L})}$



ch8.R7



Deux haut parleurs produisent chacun une onde sphérique de sorte que, en coordonnées cylindriques :
$p_A = \frac{\alpha}{\mathrm{AM}}\sin(\omega t - \frac{\omega \mathrm{AM}}{c})$ et $p_B = \frac{\alpha}{\mathrm{BM}}\sin(\omega t - \frac{\omega \mathrm{BM}}{c})$
On place une ligne de microphones selon l'axe y à une distance $L \gg 2a$ du plan des haut-parleurs. Exprimer l'intensité acoustique I perçue par chaque microphone en fonction de son ordonnée $y \ll L$.

ch8.Q8

RÉPONSE :

On a $\overrightarrow{\mathrm{AM}}.\overrightarrow{\mathrm{AM}} = (\overrightarrow{\mathrm{AO}} + \overrightarrow{\mathrm{OM}}).(\overrightarrow{\mathrm{AO}} + \overrightarrow{\mathrm{OM}}) = a^2 + r^2 - 2ar\sin\theta$. Sur le plan des microphones, $r > L \gg a$ donc $\mathrm{AM} \simeq r - a\sin\theta$ et $\mathrm{BM} \simeq r + a\sin\theta$. De même, au 1^{er} ordre non nul :
$p_{tot} \simeq \frac{\alpha}{x}\left[\sin(\omega t - \frac{\omega r}{c} + \frac{\omega a\sin\theta}{c}) + \sin(\omega t - \frac{\omega r}{c} - \frac{\omega a\sin\theta}{c})\right]$
$\Rightarrow p_{tot} \underbrace{\simeq}_{\text{trigo \& D.L.}} \frac{2\alpha}{x}\sin(\omega t - \frac{\omega x}{c})\cos(\frac{\omega a y}{Lc})$

L'eq. d'Euler linéarisée donne [...] : $\mu_0\vec{v} = -\left[\frac{2\alpha}{\omega x^2}\cos(\omega t - \frac{\omega x}{c}) + \frac{2\alpha}{xc}\sin(\omega t - \frac{\omega x}{c})\right]\cos(\frac{\omega a y}{Lc})\vec{e_x} - \frac{a}{Lc}\left[\frac{2\alpha}{x}\cos(\omega t - \frac{\omega x}{c})\right]\sin(\frac{\omega a y}{Lc})\vec{e_y}$, et, sachant $\langle\sin(\omega t - \frac{\omega x}{c})\cos(\omega t - \frac{\omega x}{c})\rangle = 0$, $\langle\vec{\Pi}\rangle \simeq \underbrace{\frac{\alpha^2}{L^2 c\mu_0}}_{I_0}\cos(\frac{\omega a y}{Lc})\vec{e_x}$ donc

$\boxed{I = I_x = I_0\cos(2\pi\frac{a}{L\lambda}y)}$ avec $\boxed{i = \frac{L\lambda}{a}}$ l'interfrange.

ch8.R8

Dans l'approximation acoustique, on étudie une onde de surpression, exprimée en coordonnées cylindriques :

$$p_1(r,\theta,z,t) = \frac{\beta}{r}\cos(\omega t - \frac{\omega}{c}r)$$

On donne l'expression du gradient en coordonnées cylindriques :

$$\overrightarrow{\text{grad}}\, f = \frac{\partial f}{\partial r}\overrightarrow{e_r} + \frac{1}{r}\frac{\partial f}{\partial \theta}\overrightarrow{e_\theta} + \frac{\partial f}{\partial z}\overrightarrow{e_z}$$

En déduire l'expression de la vitesse $\overrightarrow{v}$ du fluide au passage de l'onde, et de la variation μ_1 de sa masse volumique.

ch8.Q9

RÉPONSE :

L'équation thermodynamique linéarisée donne $P_1 = \mu_1 c^2$ d'où :

$$\boxed{\mu_1 = \frac{\beta}{c^2 r}\cos(\omega t - \frac{\omega}{c}r)}$$

L'équation d'Euler linéarisée donne :
$\mu_0 \frac{\partial \overrightarrow{v}}{\partial t} = -\left[-\frac{\beta}{r^2}\cos(\omega t - \frac{\omega}{c}r) + \frac{\beta\omega}{rc}\sin(\omega t - \frac{\omega}{c}r)\right]\overrightarrow{e_r}$
$\Rightarrow \overrightarrow{v} = \overrightarrow{g}(r,\theta,z) + \left[\frac{\beta}{\omega\mu_0 r^2}\sin(\omega t - \frac{\omega}{c}r) + \frac{\beta}{rc\mu_0}\cos(\omega t - \frac{\omega}{c}r)\right]\overrightarrow{e_r}$
Or $\langle\overrightarrow{v}\rangle = \overrightarrow{0}$ dans l'approximation acoustique d'où $\langle\overrightarrow{g}(r,\theta,z)\rangle = \overrightarrow{0} \Rightarrow \overrightarrow{g}(r,\theta,z) = \overrightarrow{0}\ \forall(r,\theta,z)$ d'où :

$$\boxed{\overrightarrow{v} = \frac{\beta}{\mu_0 r}\left[\frac{1}{\omega r}\sin(\omega t - \frac{\omega}{c}r) + \frac{1}{c}\cos(\omega t - \frac{\omega}{c}r)\right]\overrightarrow{e_r}}$$

ch8.R9

On considère une discussion ayant lieu dans l'air ambiant à un niveau d'intensité sonore de 60 dB.

En assimilant l'onde acoustique à une unique OPPM, proposer un ordre de grandeur pour :

- La célérité du son c
- La surpression maximale $\tilde{P_1}$
- La variation maximale de masse volumique $\tilde{\mu_1}$
- La vitesse maximale de l'air $\tilde{v}$

ch8.Q10

RÉPONSE :

On traduit L_{dB} en $I = I_0 10^{L_{dB}/10}$ donc $I = 10^{-6}$ W/m².
Pour une unique OPPM, $P_1 = \tilde{P_1}\cos(\omega t - \omega x/c)$. Avec l'expression de l'impédance acoustique (puisqu'il s'agit d'une OPPM) : $\overrightarrow{v} = \frac{\tilde{P_1}}{\mu_0 c}\cos(\omega t - \omega x/c)\overrightarrow{e_x}$.
On a donc $\langle\overrightarrow{\Pi}\rangle = \frac{\tilde{P_1}^2}{2c\mu_0}\overrightarrow{e_x}$ où $c = \sqrt{\frac{1}{\mu_0\chi_S}}$ d'où :

- $c \simeq 340$ m/s, odg connu, indépendant de L_{dB}
- $\tilde{P_1} = \sqrt{2c\mu_0 I} = \sqrt{2\times 340\times 1,2\times 10^{-6}}\,\text{Pa} = 3\times 10^{-2}\,\text{Pa}$
- $\mu_1 = \frac{P_1}{c^2} \Rightarrow \tilde{\mu_1} = \frac{3\times 10^{-2}}{3\times 10^{2}} \simeq 3\times 10^{-7}$ kg.m^{-3}
- $\tilde{v} = \frac{\tilde{P_1}}{\mu_0 c} \simeq 10^{-4}$ m/s

ch8.R10

Pour un fluide barotrope, proposer un ordre de grandeur pour :

- La célérité du son c dans l'air et l'eau
- La constante de compressibilité isentropique χ_S dans l'air et l'eau.
- L'impédance acoustique dans l'air et l'eau

ch8.Q11

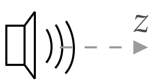
RÉPONSE :

En modélisant le passage d'une onde acoustique par une transformation isentropique, on obtient $\chi_S = \frac{1}{\mu}\frac{\mathrm{d}\mu}{\mathrm{d}P}$, d'où après linéarisation $c^2 = \frac{1}{\mu_0\chi_S}$. Enfin, $Z = \mu_0 c$
Or :

- $\boxed{c_{air} = 340\,\text{m/s}}$ donc $\chi_{S,\text{air}} = \frac{1}{\mu_{0,air}c_{air}^2}$ d'où $\boxed{\chi_{S,\text{air}} \simeq 10^{-5}\text{Pa}^{-1}}$. Puis $\boxed{Z_{air} \simeq 400\ \text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}}$
- $\boxed{c_{eau} = 1500\,\text{m/s}}$ donc $\chi_{S,\text{eau}} = \frac{1}{\mu_{0,eau}c_{eau}^2}$ d'où $\boxed{\chi_{S,\text{eau}} \simeq 4\times 10^{-10}\ \text{Pa}^{-1}}$. Puis $\boxed{Z_{eau} \simeq 4\times 10^{-7}\ \text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}}$

ch8.R11

On suppose qu'un haut-parleur émet uniquement dans l'air une OPPM selon les z croissants.



VRAI ou FAUX ?

"Doubler l'intensité du courant électrique i traversant un haut parleur double l'intensité sonore I du son produit."

Rappel : dans un haut-parleur, $i(t)$ traversant un haut-parleur est proportionnel au déplacement $z(t)$ de la membrane.

ch8.Q12

RÉPONSE :

FAUX

Notons $i_2(t) = 2i(t)$, alors $z_2 = 2z(t)$ et donc $\dot{z}_2(t) = 2\dot{z}(t)$ la condition limite imposée à la vitesse.
On a alors $\overrightarrow{v_2} = 2\overrightarrow{v} = 2\alpha\cos(\omega t - \frac{\omega z}{c} + \psi)\overrightarrow{e_z}$.
L'éq. de cons. de la masse devenant $\frac{\partial P_1}{\partial t} = -\mu_0 c^2 \text{div}\,\overrightarrow{v}$:
$P_{1,2} = 2c\alpha\cos(\omega t - \frac{\omega z}{c} + \psi) = 2P_1$
D'où $\overrightarrow{\Pi}_2 = 4\overrightarrow{\Pi}$ et $\boxed{I_2 = 4I}$

Attention : Encore plus faux en niveau d'intensité sonore, $L_{dB,2} = 10\log\left(\frac{I_2}{I_0}\right) = 10\log 4 + 10\log\left(\frac{I_2}{I_0}\right) \simeq 6dB + L_{dB} \neq 2L_{dB}$ a priori

ch8.R12

À 1m de l'extrémité de sa clarinette, une clarinettiste s'entend jouer une note avec un niveau d'intensité sonore de 100 dB.

À quelle distance se placer de l'extrémité de la clarinette pour que l'intensité sonore de cette même note soit de 60 dB ?

ch8.Q13

RÉPONSE :

On assimile l'extrémité de la clarinette à une source émettant une onde *(hémi)*sphérique.
Or l'intensité acoustique d'un émetteur *(hémi)*sphérique est de la forme $I(r) = \frac{\alpha}{r^2}$, la puissance récoltée sur une *(hémi)*sphère est indépendante de son rayon r puisque le milieu ne dissipe aucune énergie. Notons $R_0 = 1$ m.

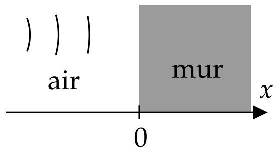
On a donc $L_{dB}(r) = 10\log\left(\frac{I(r)}{I_0}\right) = 10\log\left(\frac{I(r)}{I(R_0)}\right) + 10\log\left(\frac{I(R_0)}{I_0}\right)$ d'où $L_{dB}(r) = L_{dB}(R_0) - 20\log\left(\frac{r}{R_0}\right)$

donc $\boxed{r = R_0 10^{\frac{L_{dB}(R_0)-L_{dB}(r)}{20}}}$ A.N. : on a donc $\boxed{r = 100 \text{ m}}$

ch8.R13

Une onde plane de surpression émise au loin en $x < 0$ rencontre un mur rigide, parfaitement immobile en $x = 0$.

On note l'onde incidente de surpression $P_{1i} = P' \cos(\omega t - kx)$.



Écrire la condition limite en $x = 0$, déterminer le champ total de surpression, et le coefficient de réflexion en pression.

ch8.Q14

RÉPONSE :

Pour un mur immobile $\vec{v}(x = 0, t).\vec{e_x} = 0\,\forall t$, or, puisque P_{1i} est une OPPM l'impédance acoustique donne :
$\vec{v}_i = \frac{P'}{c\mu_0}\cos(\omega t - kx)\vec{e_x}$
Au passage du dioptre, on postule l'existence d'une onde réfléchie de vitesse
$\vec{v}_r = \alpha\cos(\omega t + kx + \psi)\vec{e_x}$, la C.L. impose :
$\vec{v}_{tot}(x = 0^-, t).\vec{e_x} = \vec{v}_i(x = 0^-, t).\vec{e_x} + \vec{v}_r(x = 0^-, t).\vec{e_x} = 0$
d'où :
$\alpha\cos(\omega t + \psi) = \frac{P'}{c\mu_0}\cos(\omega t)\,\forall t \;\Rightarrow \alpha = \pm\frac{P'}{c\mu_0}\,, \psi = \frac{\pi}{2} \mp \frac{\pi}{2}[2\pi]$
Donc $P_{tot} = P_{1i} + P_{1r} = P'\cos(\omega t - kx) - P'\cos(\omega t + kx)$

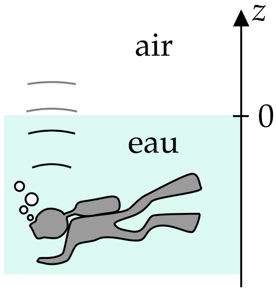
d'où $\boxed{P_{tot} = 2P'\sin(\omega t)\sin(kx)}$; $\boxed{r_p = \dfrac{P_{1r}(x = 0, t)}{P_{1i}(x = 0, t)} = -1}$

ch8.R14

Un plongeur produit dans l'eau une onde sonore de niveau d'intensité sonore de 80 dB. On la modélise dans l'eau par la surpression suivante :

$$P_1 = \beta\sin(\omega t - \frac{\omega z}{c_{eau}})$$

Démontrer l'expression du coefficient de transmission en surpression t_P, puis celle du coefficient de transmission en puissance T, afin d'estimer en ordre de grandeur le niveau d'intensité sonore transmis dans l'air $L_{dB,air}$.



ch8.Q15

RÉPONSE :

On postule l'existence d'une onde réfléchie $P_r = r_p\beta\sin(\omega' t - \frac{\omega' z}{c_e} + \psi')$ et d'une onde transmise $P_t = t_p\beta\sin(\omega'' t - \frac{\omega'' z}{c_a} + \psi'')$.
Le PFD à l'interface sans membrane impose la continuité de la surpression, et la non miscibilité de l'air et de l'eau liquide la continuité de la vitesse à l'interface d'où [...] :

$$\begin{cases} 1 + r_p = t_p & \text{continuité de } P_1 \\ \frac{1}{\mu_{0e}c_e} - r_p\frac{1}{\mu_{0e}c_e} = t_p\frac{1}{\mu_{0a}c_a} & \text{continuité de } \vec{v} \end{cases}$$

Et donc [...] $t_p = \frac{2Z_a}{Z_e+Z_a}$. On a $T = \frac{\langle\vec{\Pi}_t\rangle.\vec{e_z}}{\langle\vec{\Pi}_i\rangle.\vec{e_z}} = \frac{Z_e}{Z_a}t_p^2$ d'où

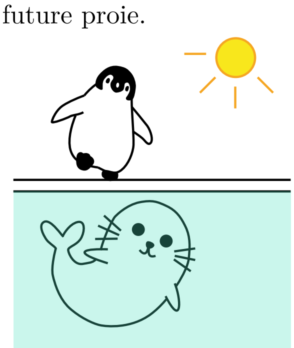
$\boxed{T = \dfrac{4Z_aZ_e}{(Z_a+Z_e)^2}} \underset{Z_a \ll Z_e}{\simeq} \frac{4Z_a}{Z_e} \sim 10^{-3}$,

$\Rightarrow \boxed{L_{dB,air} = L_{dB,eau} + 10\log(T)} \simeq 50$ dB

ch8.R15

Un manchot chante en direction de ses pieds, supportés par 1 cm d'épaisseur de banquise. Le phoque, dans l'eau en-dessous, cherche sa future proie.

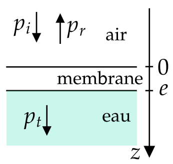
On suppose que le seuil d'audibilité pour un phoque est le même que celui d'un humain.
En ordre de grandeur, quel est le niveau d'intensité sonore maximal de l'onde incidente dans l'air au-dessus de la banquise pour ne pas être entendu par le phoque ?



ch8.Q16

RÉPONSE :

On considère que le manchot chante une OPPM. Pour le chant dans l'air, $\lambda \sim \frac{c_{air}}{f} \sim 1$ m donc $ke \ll 2\pi$. La "membrane" rigide a une masse surfacique $\sigma \simeq 10$ kg.m^{-2}.



Les conditions limites imposent, en complexe :

$$\begin{cases} 1 + \underline{r_p} - \underline{t_p} = j\omega\frac{\sigma}{Z_e}\underline{t_p} & \text{PFD à l'interface} \\ \frac{1}{Z_a} - \underline{r_p}\frac{1}{Z_a} = \underline{t_p}\frac{1}{Z_e} & \text{continuité de } \vec{v} \end{cases}$$

$\Rightarrow \underline{t_p} \underset{Z_a \ll Z_e}{\simeq} \frac{2}{1+j\omega\frac{\sigma}{Z_e}} \underset{\sigma\omega \ll Z_e}{\simeq} 2$, $T = \frac{Z_a}{Z_e}t_p^2 \sim \frac{4\times 1{,}2\times 340}{1500\times 10^3} \sim 10^{-3}$.

$\Rightarrow L_{dB,eau} = L_{dB,air} + 10\log(T)$, $\boxed{L_{dB,air,max} = 30\text{ dB}}$.

ch8.R16