Chapitre 9

Ondes acoustiques dans les fluides

9.1 Introduction

Les ondes acoustiques sont des ondes élastiques qui se propagent dans les fluides (gaz ou liquides). Il est donc possible d'obtenir l'équation d'onde qui régit la propagation des ondes planes dans un fluide par la même démarche que celle que nous avons utilisée pour établir l'équation de propagation des ondes transversales dans une corde.

Dans la suite, nous utiliserons les symboles suivants pour étudier l'onde acoustique qui se propage suivant l'axe des x :

x : coordonnée à l'équilibre d'une particule du milieu.

u_x : composante suivant l'axe des x du déplacement de particule par rapport à la position d'équilibre.

ρ_0 : masse volumique du fluide à l'équilibre

P : pression instantanée en un point quelconque

P_0 : pression à l'équilibre

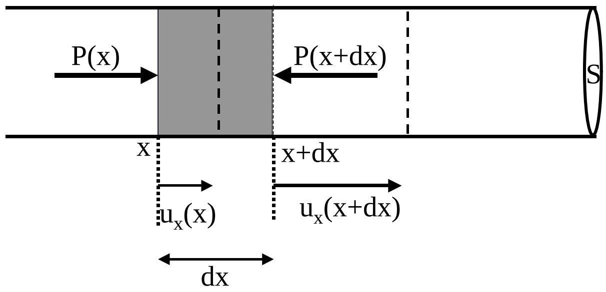
$p = P - P_0$: surpression ou pression acoustique

c : vitesse de propagation de l'onde

On entend par particule, un élément de volume contenant des millions de molécules de telle sorte qu'il puisse être considéré comme continu, mais toutefois suffisamment petit pour que les grandeurs acoustiques comme la pression, la masse volumique et la vitesse de particule puissent être considérées comme constantes dans cet élément de volume. Dans ce qui suit, nous négligerons les effets de la gravitation de telle sorte que P_0 et ρ_0 sont uniformes dans tout le milieu. On suppose d'autre part que le milieu est homogène, isotrope et parfaitement élastique, c'est-à-dire non dissipatif.

9.2 Equation d'onde

Considérons le cas d'une onde plane émise dans un fluide par une membrane vibrante plane. Lorsque celle-ci est au repos, la pression dans le fluide est uniforme et égale à P_0. En se déplaçant, par exemple dans le sens des x positifs, la membrane comprime la couche de fluide adjacente. Cette situation est instable : le fluide se détend en comprimant à son tour la tranche voisine. L'onde progresse ainsi de proche en proche par une succession de compressions et de détentes.



Propagation d'une onde acoustique

Soit une tranche de fluide de petite épaisseur Δx située à l'abscisse x. Lorsque la perturbation atteint ce point, les forces agissant sur cette tranche ne s'équilibrent plus et elle se met en mouvement. Soit $u_x(x,t)$ le déplacement à l'instant t du plan d'abscisse x. Soit $F_x(x,t)$ et $F_x(x+\Delta x,t)$ les forces agissant sur la tranche de fluide respectivement en x et $x+\Delta x$. Ces forces s'expriment par :

$$F_x(x,t) = S\,P(x,t)$$
$$F_x(x+\Delta x,t) = -S\,P(x+\Delta x,t)$$

La résultante de ces deux forces est :

$$\Delta F_x = F_x(x,t) + F_x(x+\Delta x,t)$$
$$\Delta F_x = -S\left[P(x+\Delta x,t) - P(x,t)\right]$$

En faisant un développement en série de Taylor au premier ordre de $P(x,t)$, on obtient :

$$P(x+\Delta x,t) = P(x,t) + \frac{\partial P}{\partial x}\,\Delta x$$

D'où :

$$\Delta F_x = -S\,\frac{\partial P}{\partial x}\Delta x$$

Comme $P = P_0 + p$, la force résultante s'exprime par :

$$\Delta F_x = -S\,\frac{\partial p}{\partial x}\,\Delta x$$

Sous l'action de cette force, la tranche de fluide subit une accélération et en écrivant la relation fondamentale de la dynamique, on obtient :

$$\Delta m\,\frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} = -S\,\frac{\partial p}{\partial x}\,\Delta x$$

Le fluide étant compressible, le déplacement du plan d'abscisse $x+\Delta x$ est différent du déplacement du plan d'abscisse x et il vaut $u_x(x+\Delta x,t)$. De nouveau un développement en série de Taylor au premier ordre permet d'écrire :

$$u_x(x+\Delta x,t) = u_x(x,t) + \frac{\partial u_x}{\partial x}\,\Delta x$$

Pour prendre en compte la compressibilité du fluide, calculons la dilatation volumique subie par la tranche de fluide . Soit $\Delta v_0 = S\,\Delta x$, le volume à l'équilibre et soit Δv, le volume en cours de mouvement, avec :

$$\Delta v = S\,[x + \Delta x + u_x\,(x + \Delta x) - x - u_x\,(x)]$$
$$\Delta v = S\,[\Delta x + u_x\,(x + \Delta x) - u_x\,(x)]$$
$$\Delta v = S\left[\Delta x + \frac{\partial u_x}{\partial x}\,\Delta x\right]$$
$$\Delta v = \Delta v_0 + \frac{\partial u_x}{\partial x}\Delta v_0$$

On en déduit la dilatation volumique

$$\theta = \frac{\Delta v - \Delta v_0}{\Delta v_0}$$
$$\theta = \frac{\partial u_x}{\partial x}$$

Rappelons que pour un fluide compressible, la surpression p est reliée à la dilatation volumique θ par la relation

$$p = -\kappa\,\theta$$

où κ est le module de compressibilité. On obtient ainsi :

$$p = -\kappa\,\frac{\partial u_x}{\partial x}$$

Remarque : On utilise souvent le *coefficient de compressibilité* $\chi = \dfrac{1}{\kappa}$.
Les deux équations

$$\rho_0 \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} = -\frac{\partial p}{\partial x}$$
$$p = -\kappa\,\frac{\partial u_x}{\partial x}$$

constituent les deux équations fondamentales de l'acoustique.
En remplaçant dans la première équation p par son expression tirée de la seconde équation on obtient l'équation de propagation :

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{1}{V^2}\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0$$

où V représente la vitesse de propagation définie par

$$V = \sqrt{\frac{\kappa}{\rho_0}} = \frac{1}{\sqrt{\rho_0 \chi}}$$

9.3 Vitesse du son

Le phénomène de propagation étant un processus adiabatique, la relation liant la pression et le volume est

$$P v^\gamma = \text{constante}$$

En calculant la différentielle, on obtient :

$$v^\gamma\, dP + \gamma P\, v^{\gamma-1}\, dv = 0$$

Si l'on considère que dP représente la variation de pression au voisinage de la pression à l'équilibre P_0, on obtient :

$$v_0^\gamma\, p + \gamma P_0\, v_0^{\gamma-1}\, \Delta v = 0$$

d'où :

$$p = -\gamma P_0\, \frac{\Delta v}{v_0}$$

En tenant compte de la définition du module de compressibilité, on obtient :

$$\kappa = \frac{1}{\chi} = \gamma P_0$$

D'où la vitesse du son dans un fluide :

$$V = \sqrt{\frac{\gamma P_0}{\rho_0}}$$

Exemple : Dans l'air, dans les conditions normales $T = 20°C$ et $P_0 = 10^5 N \cdot m^{-2}$, $\gamma = 1.4$ et $\rho_0 = 1.29\, kg \cdot m^{-3}$, on en déduit $V \simeq 330\ \ m \cdot s^{-1}$

La valeur de la pression à l'équilibre dépend fortement de la température. Pour une mole de gaz parfait, on a :

$$P_0 v_0 = RT$$

d'où

$$P_0 = \frac{RT}{v_0}$$

et

$$V = \sqrt{\frac{\gamma RT}{\rho_0 v_0}}$$

Le produit $\rho_0 v_0$ représente la masse molaire M du gaz ; d'où :

$$V = \sqrt{\frac{\gamma RT}{M}}$$

Dans un gaz parfait, la vitesse de propagation du son est proportionnelle à la racine carrée de la température mesurée en kelvin (K).

9.4 Onde progressive sinusoïdale

9.4.1 Définition

Une onde acoustique sinusoïdale, s'écrit :

$$p\,(x,t) = p_0\, \cos\left[\omega\left(t - \frac{x}{V}\right)\right]$$

On définit le module du vecteur d'onde k par

$$k = \frac{\omega}{V}$$

d'où

$$p\,(x,t) = p_0\, \cos\left(\omega t - kx\right)$$

En notation complexe, l'onde progressive sinusoïdale s'écrit

$$p\left(x,t\right)=p_0\,e^{i(\omega t-kx)}$$

La relation liant la pression acoustique et la compressibilité, à savoir

$$p=-\kappa\,\frac{\partial u}{\partial x}$$

permet d'écrire

$$\begin{aligned}
u(x,t) &= -\frac{1}{\kappa}\int p\left(x,t\right)dx \\
u\left(x,t\right) &= -\frac{1}{\kappa}\int p_0\,e^{i(\omega t-kx)}dx \\
u\left(x,t\right) &= \frac{p_0}{ik\kappa}e^{i(\omega t-kx)} \\
u\left(x,t\right) &= \frac{p_0}{i\omega\rho_0 V}e^{i(\omega t-kx)}
\end{aligned}$$

La dérivation de cette dernière expression par rapport au temps permet d'obtenir la vitesse de particules :

$$\dot{u}\left(x,t\right)=\frac{\partial u}{\partial t}=\frac{1}{\rho_0 V}\,p_0\,e^{i(\omega t-kx)}$$

On constate que pour une onde progressive la vitesse de particules est en phase avec la pression acoustique.

9.4.2 Impédance acoustique

On appelle impédance acoustique en un point le rapport de l'amplitude complexe de la pression à l'ampliude complexe de la vitesse de particule

$$Z\left(x\right)=\frac{p}{\dot{u}}$$

Dans le cas d'une onde progressive, on obtient :

$$Z\left(x\right)=\rho_0 V$$

Le produit $\rho_0 V$ définit l'impédance acoustique caractéristique du fluide

$$Z_c=\rho_0 V$$

On obtient une propriété de l'onde plane progressive :

$$Z\left(x\right)=Z_c\quad\forall\,x$$

9.4.3 Energie acoustique

Densité d'énergie cinétique

Soit un petit élément de volume v_0 dont le dépélacement est $u\left(x,t\right)$ et dont la vitesse est $\dot{u}\left(x,t\right)$; il possède une énergie cinétique

$$E_c=\frac{1}{2}\rho_0 v_0\dot{u}^2$$

On définit l'énergie cinétique par unité de volume ou densité d'énergie cinétique

$$\mathcal{E}_c=\frac{E_c}{v_0}=\frac{1}{2}\rho_0\dot{u}^2$$

Densité d'énergie potentielle

Soit un petit élément de volume v_0. Sous l'action de la surpression p, cet élément se comprime ou se dilate en raison de la compressibilité du fluide. L'énergie potentielle emmagasinée est égale au travail fourni par la pression pour comprimer ou dilater le volume v_0 :

$$E_p = \int -p dv$$

Sachant que

$$p = -\kappa \frac{v - v_0}{v_0}$$

on en déduit que :

$$dv = -\frac{1}{\kappa} v_0 \, dp$$

d'où :

$$E_p = \frac{v_0}{\kappa} \int_0^p p \, dp$$

$$Ep = \frac{v_0}{2\kappa} p^2$$

On en déduit la densité d'énergie potentielle :

$$\mathcal{E}_p = \frac{E_p}{v_0} = \frac{1}{2\kappa} p^2$$

Densité d'énergie

La densité d'énergie est égale à la somme de la densité d'énergie cinétique et de la densité d'énergie potentielle

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_c + \mathcal{E}_p$$

$$\mathcal{E} = \frac{1}{2} \rho_0 \, \dot{u}^2 + \frac{1}{2\kappa} p^2$$

Dans le cas particulier d'une onde plane progressive sinusoïdale,

$$\mathcal{E}_c = \mathcal{E}_p = \frac{1}{2\rho_0 V^2} p_0 \, \cos^2 (\omega t - kx)$$

et

$$\mathcal{E} = \frac{1}{\rho_0 V^2} \, p_0 \, \cos^2 (\omega t - kx)$$

On définit la valeur moyenne temporelle de la densité d'énergie comme

$$\langle \mathcal{E} \rangle = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} \mathcal{E} \, dt$$

où $T = \dfrac{2\pi}{\omega}$.

On définit également la moyenne spatiale de la densité d'énergie :

$$\langle \mathcal{E} \rangle = \frac{1}{\lambda} \int_x^{x+\lambda} \mathcal{E}\, dx$$

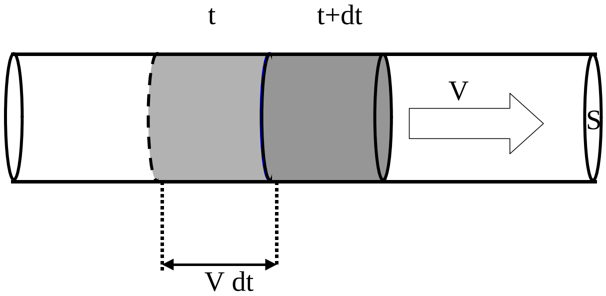
Dans le cas d'une onde progressive, ces deux valeurs sont égales et valent :

$$\langle \mathcal{E} \rangle = \frac{p_0^2}{2\rho_0 V^2}$$

Intensité

On appelle intensité de l'onde acoustique la puissance qui traverse, par unité de temps, une surface unité perpendiculaire à la direction de propagation.

Pour calculer l'intensité de l'onde calculons l'énergie qui traverse pendant un intervalle de temps une surface S perpendiculaire à la direction de propagation.



Flux de puissance

Cette énergie dE est égale à l'énergie contenue dans un volume $S\,V\,dt$ et elle est égale à

$$dE = \mathcal{E}\, S\, V\, dt$$

D'où la puissance $\mathcal{P}$ traversant cette surface

$$\mathcal{P} = \frac{dE}{dt} = \mathcal{E}\, S\, V$$

On en déduit l'expression de l'intensité de l'onde acoustique

$$I(t) = \frac{1}{S} P$$
$$I(t) = \mathcal{E}\ V$$
$$I(t) = \frac{p_0^2}{\rho_0 V} \cos^2(\omega t - kx)$$

On appelle intensité de l'onde acoustique la valeur moyenne

$$I = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} I(t)\, dt$$
$$I = \frac{p_0^2}{2\rho_0 V}$$
$$I = \frac{p_0^2}{2Z_c}$$

Niveau sonore

On définit le niveau sonore en décibels par

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

I_0 est une intensité de référence correspondant à $I_0 = 10^{-12}\, W \cdot m^{-2}$.

Exemple : Pour une fréquence $f = 1\text{kHz}$, le seuil d'audition est égal à 0 dB et le seuil de douleur est égal à 130 dB. Pour calculer l'intensité, l'amplitude de pression p_0 la vitesse de particules et le déplacement de particules, dans le cas où $V = 330$ m/s et $Z_c = 411$ rayleighs, on peut utiliser les relations suivantes :

$I = I_0 10^{0.1\, N_{dB}}$

$p_0 = \sqrt{2 Z_c I}$

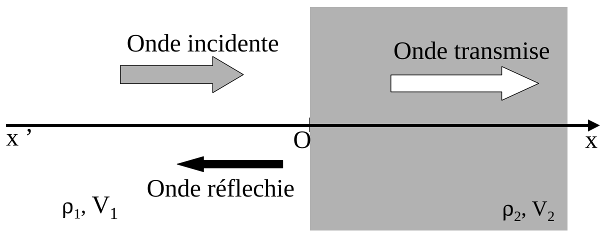
$\dot{u} = \dfrac{p_0}{Z_c}$

$u = \dfrac{\dot{u}}{2\pi f}$

Pour chacun de ces deux cas, on obtient :

N_{dB}	$I\left(\text{ W/m}^2\right)$	p_0 (Pa)	$\dot{u}$ (m/s)	u (m)
0 dB	10^{-12}	2.9×10^{-5}	7×10^{-8}	1.1×10^{-11}
130 dB	10.0	91	0.22	3.5×10^{-5}

9.5 Réflexion-Transmission



Réflexion à un interface fluide-fluide

Soit deux milieux fluides semi-infinis séparés par un surface plane. Choisissons un repère orthonormé de telle sorte que le plan yOz coïncide avec la surface de séparation. Lorsque une onde acoustique provenant de $-\infty$, se propageant dans le premier dans la direction de l'axe des x arrive à la surface de séparation, elle donne naissance à deux ondes

- une onde réfléchie qui se propage dans le premier milieu dans le sens des x décroissants.
- une onde transmise qui se propage dans le second milieu dans le sens des x croissants.

L'onde résultante dans le premier milieu ($x \leq 0$) est caractérisée par :

$$p_1(x,t) = p_i(x,t) + p_R(x,t)$$
$$p_1(x,t) = P_i\, e^{i(\omega t - k_1 x)} + P_R\, e^{i(\omega t + k_1 x)}$$
$$\dot{u}_1(x,t) = \frac{1}{Z_1}\left[P_i\, e^{i(\omega t - k_1 x)} - P_R\, e^{i(\omega t + k_1 x)} \right]$$

Dans le deuxième milieu, on a

$$
\begin{aligned}
p_2(x,t) &= p_T(x,t)\\
p_2(x,t) &= P_T\, e^{i(\omega t - k_2 x)}\\
\dot{u}_2(x,t) &= \frac{1}{Z_2} P_T\, e^{i(\omega t - k_2 x)}
\end{aligned}
$$

Les relations de continuité à l'interface s'écrivent

$$
\left\{
\begin{array}{c}
p_1(0,t) = p_2(0,t)\\
\dot{u}_1(0,t) = \dot{u}_2(0,t)
\end{array}
\right.
$$

On en déduit

$$
\left\{
\begin{array}{c}
P_i + P_R = P_T\\
\dfrac{1}{Z_1}(P_i - P_R) = \dfrac{1}{Z_2} P_T
\end{array}
\right.
$$

ou encore

$$
\left\{
\begin{array}{c}
1 + \dfrac{P_R}{P_i} = \dfrac{P_T}{P_i}\\
1 - \dfrac{P_R}{P_i} = \dfrac{Z_1}{Z_2}\dfrac{P_T}{P_I}
\end{array}
\right.
$$

On définit
– le coefficient de réflexion pour la pression

$$R_P = \frac{P_R}{P_i}$$

– le coefficient de transmission pour la pression

$$T_P = \frac{P_T}{P_i}$$

Les deux relations de continuité s'écrivent alors

$$
\left\{
\begin{array}{c}
1 + R_P = T_P\\
1 - R_P = \frac{Z_1}{Z_2} T_P
\end{array}
\right.
$$

On en déduit les coefficients de réflexion et de transmission

$$
\begin{aligned}
R_P &= \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1}\\
T_P &= \frac{2Z_2}{Z_2 + Z_1}
\end{aligned}
$$

En tenant compte des relations $p_i = Z_1\,\dot{u}_i$, $p_R = -Z_1\,\dot{u}_R$ et $p_T = Z_2\,\dot{u}_T$, on peut calculer les coefficients de réflexion et de transmission pour la vitesse de particules et pour le déplacement de particules :

$$
\begin{aligned}
R_{\dot{U}} = R_U &= \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2}\\
T_{\dot{U}} = T_U &= \frac{2Z_1}{Z_1 + Z_2}
\end{aligned}
$$

En tenant compte des relations $I_i = P_i^2/2Z_1$, $I_R = P_R^2/2Z_1$ et $I_T = P_T^2/2Z_2$, on peut calculer les coefficients de réflexion et de transmission pour l'intensité acoustique :

$$\alpha_R = \frac{I_R}{I_i} = \left[\frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2}\right]^2$$
$$\alpha_T = \frac{I_T}{I_i} = \frac{4Z_1Z_2}{[Z_1 + Z_2]^2}$$

9.6 Effet Doppler

9.6.1 Définition

On appelle effet Doppler le changement apparent de la fréquence d'un signal électromagnétique (radio ou lumineux)ou acoustique reçu par un observateur mobile par rapport à une source émettrice fixe ou bien par un observateur fixe par rapport à une source émettrice mobile. La variation apparente de fréquence est proportionnelle à la vitesse relative entre l'observateur et la source le long du chemin qui les sépare. Si la source d'ondes oscillant avec la fréquence ν_0 se déplace par rapport au milieu avec la vitesse $\vec{v}_1$ et l'observateur avec la vitesse $\vec{v}_2$, la fréquence ν, perçue par l'observateur sera alors :

$$\nu = \nu_0 \, \frac{1 + \frac{v_2}{V} \cos\theta_2}{1 + \frac{v_1}{V} \cos\theta_1}$$

où V est la vitesse des ondes dans le milieu immobile, θ_1 et θ_2 sont les angles formés par les vecteurs $\vec{v}_1$ et $\vec{v}_2$ avec le vecteur $\vec{R}$ reliant le récepteur à la source d'ondes.

9.6.2 Cas particulier des faibles vitesses

Dans le cas où $v_1/V << 1$ et $v_2/V << 1$, on peut appliquer la formule approchée

$$\nu = \nu_0 \, \left(1 - \frac{v}{V} \cos\theta\right)$$

où v est la vitesse relative de la source et du récepteur ($\vec{v} = \vec{v_1} - \vec{v_2}$), θ étant l'angle entre $\vec{v}$ et $\vec{R}$.

Si la source et l'observateur se rapprochent, l'angle θ est obtus, $\cos\theta < 0$ et $\nu > \nu_0$; si la source et l'observateur s'éloignent l'un de l'autre, l'angle θ est aigu, $\cos\theta > 0$ et $\nu < \nu_0$

Exercices

Exercice 1 : Dans les conditions normales de température et de pression, l'air est caractérisé par une masse volumique à l'équilibre $\rho = 1.21$ kg/m^3 et une valeur de $\gamma = c_p/c_v = 1.402$. Calculer la vitesse de propagation du son dans l'air et son impédance acoustique spécifique dans ces conditions de température et de pression ($T = 20$ ˚C et $P_0 = 10^5$ N/m^2).

Exercice 2 : Soit une onde acoustique plane de fréquence $f = 24$ kHz, qui se propage dans l'eau avec une vitesse $c = 1480$ m/s. Elle véhicule une puissance moyenne de $\mathcal{P} = 1W$ uniformément répartie sur une section circulaire de de diamètre $D = 40$ cm, normale à la direction de propagation. La fréquence de l'onde est $f = 24$ kHz.

1. Calculer l'intensité acoustique ; quel est en dB le niveau de l'intensité acoustique relativement à un niveau de référence $I_0 = 10^{-12}$ W/m^2 ?

2. Calculer l'amplitude de la pression acoustique, l'amplitude de la vitesse de particules et l'amplitude du déplacement de particules.
3. Comparer aux résultats que l'on aurait obtenus si cette onde se propageait dans l'air.

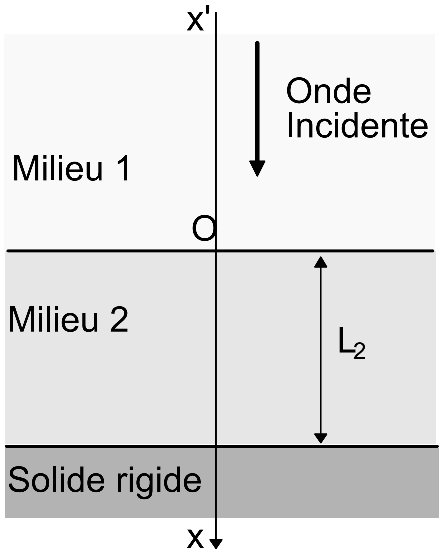
Exercice 3 : Une onde acoustique plane se propageant dans l'eau arrive en incidence normale à la surface de séparation avec l'air. Calculer les valeurs numériques des rapports suivants : $P_R/P_i, P_T/P_i, U_R/U_i, U_T/U_i, \dot{U}_R/\dot{U}_i, \dot{U}_T/\dot{U}_i, I_R/I_i, I_T/I_i$ où U, $\dot{U}$, P et I représentent respectivement le déplacement des particules, la vitesse des particules, la pression acoustique et l'intensité acoustique. Les indices i, R et T se rapportent respectivement à l'onde incidente, l'onde réfléchie et l'onde transmise.

Exercice 4 : Répondre aux mêmes questions que pour l'exercice précédent en supposant que l'onde acoustique se propage initialement dans l'air et se transmet dans l'eau. Comparer aux résultats de l'exercice précédent.

Exercice 5 : Un tuyau cylindrique de section S constante est rempli d'un gaz, de masse volumique ρ , où les ondes acoustiques peuvent se propager à la vitesse V. A l'une des extrémités du tuyau, en $x = 0$, on place un piston plan qui est animé, suivant l'axe Ox du tuyau, d'un déplacement sinusoïdal d'amplitude U_0 et de pulsation ω . A la position $x = L$, le tuyau est fermé par une paroi rigide.

1. Montrer que le déplacement peut se mettre sous la forme : $u(x,t) = U(x)\ e^{i(\omega t+\phi)}$ où $U(x)$ est réel. Donner l'expression de l'amplitude $U(x)$ et de la phase ϕ de l'onde résultante.
2. En déduire les positions et les valeurs des maxima et des minima de l'amplitude $U(x)$ en valeur absolue.
3. Pour quelles fréquences obtient-on un phénomène de résonance ? Quelle est alors l'amplitude du déplacement au niveau des ventres de déplacement.
4. Dans le cas où $L = 13\lambda/12$, λ étant la longueur d'onde, tracer sur un graphe les variations de $|U(x)|$ en fonction de x. Echelle : 1 cm = $\lambda/12$. Quel est le nombre de maxima (ventres) et de minima (noeuds) ?

Exercice 6 : Une onde acoustique plane, sinusoïdale de pulsation ω , d'amplitude A_1, se propage suivant la direction Ox dans un milieu fluide de masse volumique ρ_1. Elle arrive sous incidence normale sur un second milieu fluide de masse volumique ρ_2 et d'épaisseur L_2, déposé sur un solide parfaitement rigide (voir figure).On notera V_1 et V_2 les vitesses de propagation respectives dans chacun des deux milieux fluides. Les vecteurs d'onde correspondants seront notés respectivement k_1 et k_2.



Dans chacun des deux milieux, la pression acoustique s'écrit respectivement

$$p_1\,(x,t) = A_1\, e^{i(\omega t - k_1 x)} + A'_1\, e^{i(\omega t + k_1 x)}$$

$$p_2\,(x,t) = A_2\, e^{i(\omega t - k_2 x)} + A'_2\, e^{i(\omega t + k_2 x)}$$

1. Ecrire les expressions respectives, $\dot{u}_1(x,t)$ et $\dot{u}_2(x,t)$, des vitesses de particule dans le milieu 1 et dans le milieu 2.
2. Ecrire les relations de continuité pour la pression acoustique et pour la vitesse de particule en $x = 0$. En déduire deux relations entre les coefficients A_1, A'_1, A_2 et A'_2.
3. Ecrire la relation de continuité pour la vitesse de particule en $x = L_2$. En déduire une relation entre les coefficients A_2 et A'_2
4. En déduire le coefficient de réflexion $R = \frac{A'_1}{A_1}$. En donner le module et la phase.
5. Mesure de la vitesse V_2
   (a) Quelle est la condition pour que, dans le milieu 2, la pression possède un nœud en $x = 0$ et un seul ventre ?
   (b) Sachant que le premier nœud de pression dans le milieu 1 se situe en $x = -L_1$, calculer la vitesse de propagation V_2 en fonction de V_1, L_1 et L_2.
   (c) L'expérience est réalisée, dans les conditions ci-dessus, avec de l'eau comme milieu 1 ($V_1 = 1500$ m/s) et de la glycérine comme milieu 2. On mesure $L_1 = 7.5$ mm et $L_2 = 4.95$ mm. Quelle est la vitesse de propagation V_2 des ondes acoustiques dans la glycérine ?

Exercice 7 :

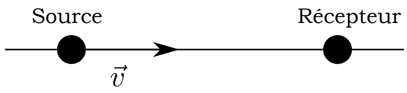


Figure 1

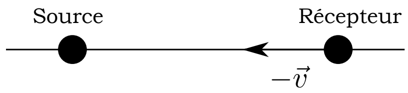


Figure 2

Un récepteur capte les ondes sonores émises par une source dans un milieu où le son se propage à la vitesse V. N ondes sont émises pendant le temps t.

1. Le récepteur étant au repos et la source se déplaçant à la vitesse $\vec{v}$ (figure 1), quelle est la distance qui sépare deux ondes successives ? En déduire la fréquence ν_R ans le système de référence (R) lié au récepteur et la comparer à la fréquence ν_S de l'onde dans le système de référence (S) lié à la source.
2. La source sonore est maintenant immobile et le récepteur se déplace à une vitesse $-\vec{v}$ (figure 2). Quelle est la fréquence ν_0 de la fréquence ν_R de la vibration sonore reçue par le récepteur ?
3. Comparer les résultats de 1) et 2) dans le cas où $V >> v$. Conclusion.