Ondes acoustiques

1. Description physique des ondes acoustiques (”son”)

1. 1 Nature du milieu

Le vide ne conduit pas le son.

Certains matériaux conduisent très mal le son : milieux mous (cire, plomb...), milieux poreux (coton, tissus, fibres, ...)

Le conducteur classique pour le son est l'air.

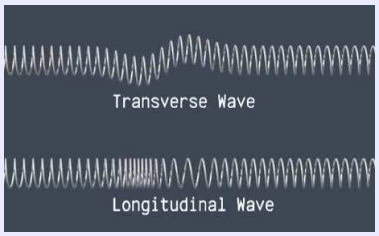
Les métaux ”durs” (acier, ...) et les liquides homogènes sont des milieux bons conducteurs également.

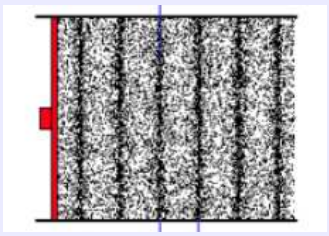
Le comportement **élastique avec retour à l'état initial** est donc important.

1. 2 Nature de l'onde

Paramètres pour la description d'une onde sonore

Onde longitudinale : une onde sonore est une onde longitudinale composée de zones de compression/dilatation.





Pression P : la pression est une force par unité de surface

Surpression p : c'est la différence avec la pression statique de l'atmosphère, due au passage d'une onde acoustique.

$P(x,t) = P_0 + p(x,t)$

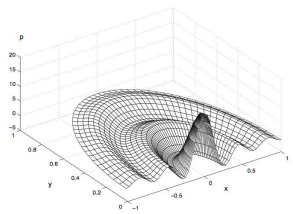
Masse volumique μ : $\mu(x,t) = \mu_0 + \mu_1(x,t)$

Vitesse : il n'y a pas de déplacement d'ensemble du support matériel au déplacement de l'onde. par contre, localement, il y a fluctuation autour d'une position d'équilibre, ce qui est bien décrit par une vitesse $\vec{v}_1(x,t)$ de moyenne temporelle nulle. On a $\vec{v} = \vec{0} + \vec{v}_1(x,t)$

1. 3 Forme des ondes

Comme avec les autres études d'ondes, on étudiera en priorité les ondes harmoniques, afin d'utiliser la décomposition de Fourier ensuite.

La forme **géométrique** des ondes sonores correspond à deux catégories classiques : l'onde **sphérique** et l'onde **plane**. On peut discuter en effet de ces deux cas puisque la forme scalaire du paramètre **surpression** $p(x,t)$



1. 4 Composition d'un son

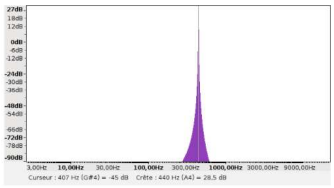
Résonateur de Helmholtz

résonateur de Schaefer .

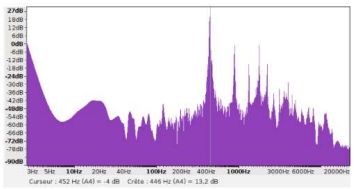
.

1. 5 Spectres

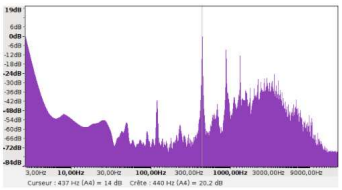
La 440 pur



La 440 voix humaine

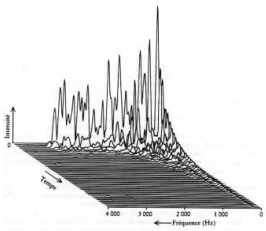


La 440 Saxo .

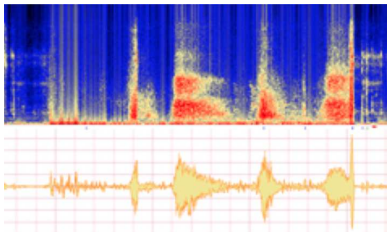


Spectres à axe temporel

spectre 3D



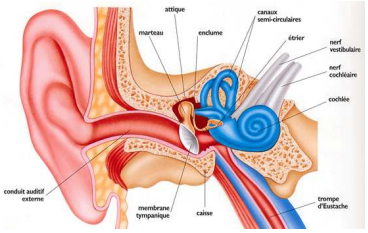
spectre en fausses couleurs .



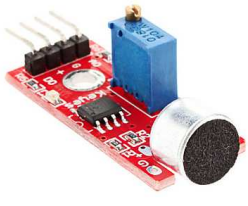
.

1. 6 Différents capteurs

L'oreille interne



Capteurs électriques



2. Etablissement de l'équation de d'Alembert

2. 1 Approximation acoustique

Il faut se rendre compte que l'oreille est un capteur très sensible : en effet les surpressions dues aux ondes sonores sont en général de l'ordre de $10^{-3}Pa$. Les perturbations imposées au milieu sont dons des infiniment petits du 1er ordre.

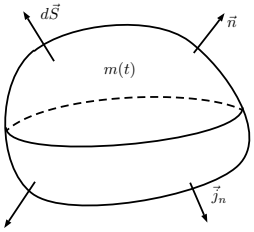
Par rapport aux paramètres au repos, les trois grandeurs permettant de décrire l'onde sonore vérifient :
$P(\vec{r},t) = P_0 + p(\vec{r},t)$
$\mu(\vec{r},t) = \mu_0 + \mu_1(\vec{r},t)$
$\vec{v}(\vec{r},t) = \vec{0} + \vec{v}_1(\vec{r},t)$

L'approximation acoustique consiste à limiter les calculs à l'ordre 1 avec les infiniment petits, ce qui permet d'obtenir des équations linéaires. Tout terme d'ordre supérieur ou égal à 2 sera négligé.

ATTENTION : le plus souvent, on néglige l'influence de la pesanteur $\vec{g}$ dans les cas traités, ainsi que les amortissements dus à la viscosité ou autre.

2. 2 Conservation de la masse

On démontre que $div(\mu\vec{v}) + \dfrac{\partial \mu}{\partial t} = 0$



Dans le cas d'une propagation **unidimensionnelle** de l'onde sonore, par exemple pour $\vec{j}_n = \mu v \vec{u}_x$, et en tenant compte également du fait que l'on ne garde que les termes du **1er ordre** dans cette équation, on peut donc en déduire :

$$\boxed{\mu_0 \frac{\partial v_1}{\partial x} + \frac{\partial \mu_1}{\partial t} = 0} \quad (1)$$

2. 3 Lien avec la thermodynamique

En utilisant la comparaison entre le temps d'évolution de l'onde dans le milieu et le temps de diffusion thermique dans ce même milieu, on montre que la transformation compression-détente au passage de l'onde est une transformation adiabatique, de plus réversible pour ce milieu élastique.

on utilise alors, pour décrire la phase de compression-détente, le coefficient thermoélastique χ_S dont la définition est :

$$\boxed{\chi_S = \frac{1}{\mu}\left(\frac{\partial \mu}{\partial P}\right)_S}$$

On aboutit donc au 1er ordre à une 2ème équation utile pour la suite de la résolution :

$$\boxed{\mu_1 \approx \chi_S \mu_0 P_1} \quad (2)$$

2. 4 Application du T.C.I.

Il nous reste à établir la 3ème et dernière équation nécessaire à l'étude des ondes sonores.

On écrit le TCI pour une masse élémentaire $d^3m = \mu d^3\mathcal{V}$ de fluide perturbé par l'onde sonore.

$d^3m\vec{a}(G) = \sum d\vec{f}$

Eléments de Statique des fluides

On obtient en Statique la relation vectorielle :

$$\boxed{-\vec{grad}P + \mu\vec{g} = \vec{0}}$$

Utilisation de la résultante $\vec{grad}P$

Les forces de volume s'exerçant sur la masse d^3m de volume $d^3\mathcal{V}$ ont une résultante **volumique** qui est $-\vec{grad}P$

Cela permet donc d'écrite le TCI sous la forme :

$$\boxed{\mu.\vec{a}(G) = -\vec{grad}P + \mu\vec{g}}$$

Reste donc à décrire le terme $\vec{a}(G)$: l'aspect complexe du calcul réside dans le fait que la particule fluide peut voir changé de position entre t et $t + dt$ à cause d' écoulement d'ensemble qui peut entrainer cette masse d^3m.

L'accélération est basée sur la fraction $\dfrac{\vec{v}(\vec{r} + \vec{v}.dt, t + dt) - \vec{v}(\vec{r}, t)}{dt}$

En écrivant $\vec{v}(\vec{r} + \vec{v}.dt, t + dt) - \vec{v}(\vec{r}, t + dt) - \vec{v}(\vec{r}, t) + \vec{v}(\vec{r}, t + dt)$, on voit apparaitre, par exemple un cas unidimensionnel $\vec{v} = v(x,t)\vec{u}_x$:

$$v.dt.\frac{\partial v}{\partial x}(x, t + dt) + dt.\frac{\partial v}{\partial t}(x, t)$$

Remarque : on pourrait en 3D écrire cette accélération sous une forme que l'on rencontre dans quelques énoncés, $\vec{a} = \left(\vec{v}.\vec{grad}\right)\vec{v} + \dfrac{\partial \vec{v}}{\partial t}$ *que l'on appelle usuellement forme d'Euler. On aurait alors une équation mécanique :*

$\mu\left(\vec{v}.\vec{grad}\right)\vec{v}+\mu\dfrac{\partial\vec{v}}{\partial t}=-\vec{grad}P+\mu\vec{g}$ *qui est "l'équation d'Euler" en mécanique des fluides.*

Dans le cadre de l'approximation acoustique, $v.dt.\dfrac{\partial v}{\partial x}(x,t+dt)+dt.\dfrac{\partial v}{\partial t}(x,t)\approx v_1.dt.\dfrac{\partial v_1}{\partial x}+dt.\dfrac{\partial v_1}{\partial t}\approx dt.\dfrac{\partial v_1}{\partial t}$ au 1er ordre.

Nous avons donc au 1er ordre $\boxed{\mu_0\dfrac{\partial v_1}{\partial t}=-\dfrac{\partial p}{\partial x}}$ (3)

2. 5 **Equation de propagation**

La résolution part de :

$\mu_0\dfrac{\partial v_1}{\partial x}+\dfrac{\partial \mu_1}{\partial t}=0$ (1)

$\mu_1=\chi_S\mu_0P_1$ (2)

$\mu_0\dfrac{\partial v_1}{\partial t}=-\dfrac{\partial p}{\partial x}$ (3)

On aboutit à $\boxed{\dfrac{\partial^2 p}{\partial x^2}-\mu_0\chi_S\dfrac{\partial^2 p}{\partial t^2}=0}$

On vérifie que l'équation est de la même forme pour μ_1 et pour v_1

Equation en 3D

On n'a tenu compte pour le moment que d'une variation spatiale en x donc d'un terme $v_x.dt.\dfrac{\partial v_x}{\partial x}(x,t+dt)$ alors que le cas général serait $v_x.dt.\dfrac{\partial \vec{v}}{\partial x}(x,y,z,t+dt)+v_y.dt.\dfrac{\partial \vec{v}}{\partial y}(x,y,z,t+dt)+v_z.dt.\dfrac{\partial \vec{v}}{\partial z}(x,y,z,t+dt)$

On aboutit alors à une équation plus générale

$\boxed{\dfrac{\partial^2 p}{\partial x^2}+\dfrac{\partial^2 p}{\partial y^2}+\dfrac{\partial^2 p}{\partial z^2}-\mu_0\chi_S\dfrac{\partial^2 p}{\partial t^2}=0}$ avec $\Delta=\dfrac{\partial^2}{\partial x^2}+\dfrac{\partial^2}{\partial y^2}+\dfrac{\partial^2}{\partial z^2}$ qui est l'opérateur " Laplacien ", et cette équation se réécrit :

$\boxed{\Delta p-\mu_0\chi_S\dfrac{\partial^2 p}{\partial t^2}=0}$

3. Caractéristiques des ondes sonores

3. 1 **célérité des ondes en fonction des variables thermoélastiques**

A partir de l'équation de d'Alembert 3D $\Delta p-\mu_0\chi_S\dfrac{\partial^2 p}{\partial t^2}=0$, qui correspond à $\Delta p-\dfrac{1}{c^2}\dfrac{\partial^2 p}{\partial t^2}=0$

$$\boxed{c=\sqrt{\frac{1}{\mu_0\chi_S}}}$$

3. 2 **Célérité en fonction des variables thermodynamiques dans le cas de l'air**

On cherche l'expression de χ_S en fonction des caractéristiques thermodynamiques de l'air traversé par l'onde sonore : la transformation est adiabatique donc PV^γ =cste.

On a donc $\dfrac{dP}{P}=\gamma\dfrac{d\mu}{\mu}$ donc $\chi_S=\dfrac{1}{\gamma P}$ avec $PV=nRT$.

$\boxed{c=\sqrt{\dfrac{\gamma RT_0}{\mathcal{M}}}}$ où $\mathcal{M}$ est la masse molaire moyenne du gaz

Applications numériques : air à diverses températures, autre gaz, liquide (eau : $\chi_S\approx 5.10^{-10}Pa^{-1}$)

	gaz (à 20 °C)		***liquide***	***Tiges solides***			***Sols***	
milieu	air	hélium	eau à 15 °C	fonte	acier	verre	Terre ou sable	Roches
c (m/s)	≈ 340	≈ 990	≈ 1500	$3\ 10^3$	$5\ 10^3$	4 à $6\ 10^3$	2 à $3\ 10^3$	5 à $6\ 10^3$

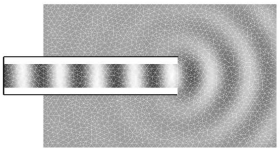
3. 3 Cas des ondes planes

C'est le cas où la solution de d'Alembert est sous la forme $p(x,t) = p_o \cos(\omega t - k.x)$. c'est la vision que l'on peut se représenter d'une onde sphérique dont la source est "loin".

C'est une façon de décrire une onde quasi-unidimensionnelle. Néanmoins, il faut donc que cette onde ne diffracte pas au voisinage des obstacles : on utilise le classique $\sin\theta = \dfrac{\lambda}{d}$ dans le cas qui doit être $\lambda \ll d$.

Avec les ordres de grandeur des fréquences acoustiques, on obtient $1,7cm < \lambda < 17m$ ce qui permet de supposer une quasi absence de diffraction, surtout pour les aigus, dans le cadre des TP.

Cas des tuyaux sonores : là, le modèle des ondes planes est plus que valide.



Intérêt des ondes planes : FOURIER, et la décomposition de n'importe quel type d'onde en une somme d'ondes harmoniques.

3. 4 Relation de dispersion associée

$$\boxed{\omega^2 = k^2 c^2}$$

3. 5 Cas des ondes sphériques

En coordonnées sphériques, pour une variable à symétrie sphérique (source pulsante sphérique) de type $p(r,t)$, on a par définition

$\Delta f(r,\theta,\phi) = \frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\frac{\partial f}{\partial r}\right) + \frac{1}{r^2\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\sin\theta\frac{\partial f}{\partial\theta}\right) + \frac{1}{r^2\sin^2\theta}\frac{\partial^2 f}{\partial\phi^2}$

donc

$\Delta p(r,t) = \dfrac{1}{r}\dfrac{\partial^2(r.p)}{\partial r^2}$ ce qui donne $\dfrac{\partial^2(r.p)}{\partial r^2} = \dfrac{1}{c^2}\dfrac{\partial^2(r.p)}{\partial t^2}$ donc $r.p(r,t)$ est solution

$$\boxed{p(r,t) = \frac{p_0}{r}\cos(\omega t - k.r)}$$

Remarque : la décroissance en $\dfrac{1}{r}$ de l'amplitude correspond à la conservation du flux de l'énergie de la source à travers une sphère de rayon r

3. 6 Impédances acoustiques

Définition(s) : attention au choix de la définition en fonction du cas traité

L'impédance acoustique est l'analogue de l'impédance électrique qui était définie comme $Z = \dfrac{u}{i}$.

Avec l'analogie électricité / mécanique, on a donc $Z_m = \dfrac{F}{v}$.

Dans le domaine acoustique, on préfère $Z_a = \dfrac{p}{v}$ mais si la section est variable, on remplace la vitesse par le débit et alors $Z'_a = \dfrac{p}{vS}$

On part de $\mu_0\dfrac{\partial v_1}{\partial x} + \dfrac{\partial \mu_1}{\partial t} = 0$ (1)

ce qui donne pour une onde plane $\mu_0\omega\vec{v}_1 = p\vec{k}$ (ce qui prouve indirectement qu'une onde plane progressive acoustique est longitudinale)

La relation de dispersion admet les deux solutions $\vec{k}_i = k\vec{u}_x$ ou $\vec{k}_r = -k\vec{u}_x$.

On a donc les deux possibilités $Z_a = \mu_0 c$ qui donne $p_i = Z_a.v_i$ ou $p_r = -Z_a v_r$

DANGER

L'impédance acoustique n'est utilisable que dans le cas des ondes progressives ET PAS DANS LE CAS DES ONDES STATIONNAIRES

3. 7 Etude énergétique

On définit un vecteur de Poynting acoustique sous la forme

$\boxed{\vec{\Pi} = p\vec{v}}$

On utilise la définition $div(a\vec{B}) = adiv\vec{B} + g\vec{r}ad(a).\vec{B}$ pour la définition de $div(p\vec{v})$.

On a donc $pdiv(\vec{v}) + g\vec{r}ad(p).\vec{v} \approx -p\frac{1}{\mu_0}\frac{\partial \mu_1}{\partial t} - \mu_0 v_1 \frac{\partial v_1}{\partial t}$ avec $\mu_1 = p\mu_0\chi_s$

Le bilan correspond à $\boxed{div\vec{\Pi} + \frac{\partial e}{\partial t} = 0 \text{ avec } e = \frac{1}{2}\mu_0 v_1^2 + \frac{1}{2}\chi_s p^2 = \frac{1}{2}\mu_0 v_1^2 + \frac{p^2}{2\mu_0 c^2}}$

Cela correspond à un terme d'énergie cinétique volumique $e_C = \frac{1}{2}\mu_0 v_1^2$ et à un terme d'énergie potentielle $e_P = \frac{1}{2}\chi_s.p^2$

En effet, $e_P = \frac{W_P}{V} = \frac{-\int pdV}{V} = \frac{-\int p\frac{-md\mu_1}{\mu_0^2}}{V}$ avec $d\mu_1 = \mu_0\chi_s dp$

3. 8 Intensité acoustique I

Par définition, c'est $I =< p.v_1 >$.
C'est la valeur moyenne temporelle de $\vec{\Pi}$

4. Physiologie

4. 1 Niveau sonore

Le domaine de fréquences accessibles à l'oreille humaine s'étend sur environ 10 octaves de 20 Hz à 20 kHz (le plus souvent 50 Hz ... 15 kHz). Les surpressions détectables par l'oreille humaine varient typiquement de 10^{-5}Pa à 100Pa (son douloureux), couvrant ainsi plusieurs décades.

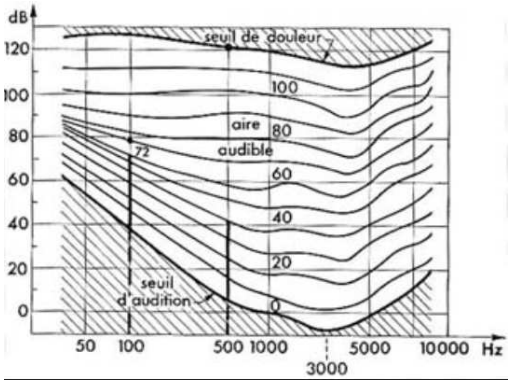
Le seuil d'audition correspond à $I_1 = 10^{-12}W/m^2$ ($p_1 = 2.10^{-5}Pa$) et le seuil de douleur se situe à $I_2 \approx 1W/m^2$ ($p_2 = 30Pa$) .

Comme l'oreille constitue un détecteur logarithmique, on utilise une échelle logarithmique pour les intensités sonores :

on définit le niveau sonore (ou niveau de puissance acoustique) en décibels par : $\boxed{I_{dB} = 10\log\frac{I}{I_{ref}}}$ avec $I_{ref} = 10^{-12}W/m^2$ pris comme référence.

Ordres de grandeurs typiques de niveaux sonores :

silence	bruits courants	conversation	ambiance bruyante	bruits pénibles	***douleur***	***troubles de l'oreille*** (turbo réacteur)
< 20 dB	< 50 dB	≈ 60 dB	< 70 dB	< 100 dB	***120 dB***	130 dB



Si on note tous les seuils de perception et de douleur on dessine l'aire audible.

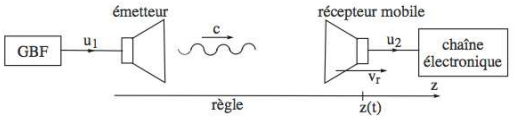
Le diagramme de Fletcher donne les courbes " d'isotonie ", qui décrivent le niveau d'intensité respectif de chaque fréquence pour obtenir une sensation d'intensité égale.

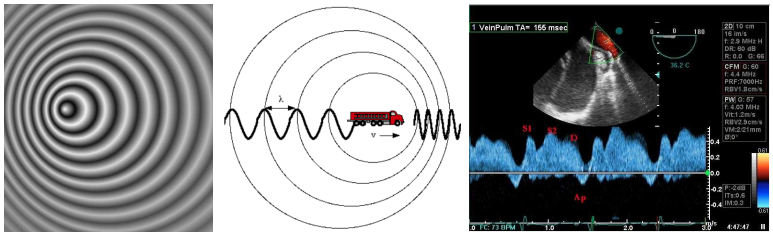
Ce diagramme met en évidence une zone de plus grande sensibilité de l'oreille entre 500 et 5 000Hz, ce qui explique qu'un piccolo ou un triangle émerge sans difficulté d'un tutti d'orchestre.

4. 2 Interférences et salles

Les données sur les interférences vues en 1ère année peuvent être utilisées ici.

4. 3 Effet Doppler acoustique





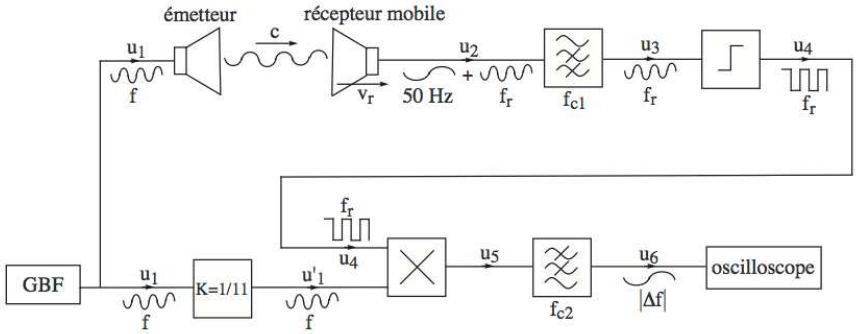
Lorsque le récepteur se rapproche de l'émetteur, la longueur d'onde perçue λ' est plus courte que λ :

$$\lambda' = cT - VT \text{ donc } f' = \frac{c}{\lambda'} = \frac{c}{cT - VT}$$

$$\boxed{f' = \frac{f}{1 - \frac{V}{c}}}$$

Le signe change si la distance entre émetteur et récepteur augmente.

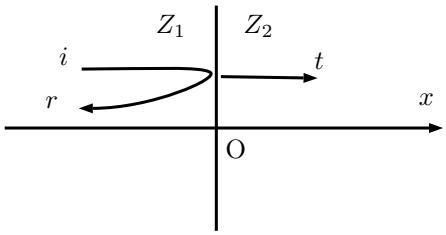
Chaine améliorée de détection hétérodyne :



5. Réflexion et transmission

5. 1 Analogies

dans le **cas d'une section constante**, on a un schéma de principe qui ressemble aux cas de l'optique ainsi qu'au cas du câble coaxial :



5. 2 Conditions aux limites

Les paramètres correspondants aux ondes incidente, réfléchie et transmise sont :

$\vec{v}_i = V_i e^{j(\omega_i t - k_i x)} \vec{u}_x$ $\quad p_i = Z_1 V_i e^{j(\omega_i t - k_i x)}$.

$\vec{v}_r = V_r e^{j(\omega_r t + k_r x)} \vec{u}_x$ $\quad p_r = -Z_1 V_r e^{j(\omega_r t + k_r x)}$.

$\vec{v}_t = V_t e^{j(\omega_t t - k_t x)} \vec{u}_x$ $\quad p_t = Z_2 V_t e^{j(\omega_t t - k_i t x)}$.

Condition sur les surpressions à l'interface

Le TCI appliqué à l'interface de **masse nulle** donne :

$$\boxed{\vec{0} = (p_i(0,t) + p_r(0,t) - p_t(0,t))S\vec{u}_x} \text{ qui donne } \boxed{Z_1V_i - Z_1V_r = Z_2V_t}$$

Condition sur les vitesses

Les fluides ne sont pas miscibles, donc

$$\boxed{\vec{v}_i(0,t) + \vec{v}_r(0,t) = \vec{v}_t(0,t)} \text{ qui donne } \boxed{V_i + V_r = V_t}$$

5. 3 **Etude de l'amplitude de la surpression**

$$\boxed{r_p = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1}} \text{ et } \boxed{t_p = \frac{2Z_2}{Z_1 + Z_2}}$$

5. 4 **Etude de l'amplitude de la vitesse**

$$\boxed{r_v = \frac{Z_1 - Z_2}{Z_2 + Z_1}} \text{ et } \boxed{t_v = \frac{2Z_1}{Z_1 + Z_2}}$$

5. 5 **Etude de l'adaptation d'impédance**

$$\boxed{Z_1 = Z_2}$$

5. 6 **Etude de l'interaction avec un obstacle (milieu 2)**

a) La paroi **rigide** a un coefficient de réflexion de 1 et une impédance Z_2 infinie

b) La paroi **élastique** correspond à une impédance acoustique Z_2 nulle, et la réflexion est totale, avec un retournement de la phase (déphasage de π donc signe -)

c) mur **absorbant** : $Z_2 = Z_1$

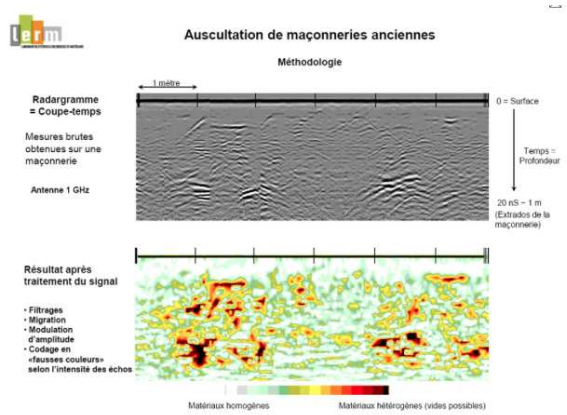
5. 7 **Etude en puissance : les coefficients sont les rapports des intensités acoustiques**

$< \Pi_i >=< p_i v_i >= Z_1 V_i^2/2$; $< \Pi_r >=< p_r v_r >= -Z_1 V_r^2/2$; $< \Pi_t >=< p_t v_t >= Z_2 V_t^2/2$

$$\text{donc } \boxed{R = r_v^2 = \left(\frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2}\right)^2}$$

$$\text{et } \boxed{\frac{Z_2}{Z_1}t_v^2 = \frac{4Z_1Z_2}{(Z_1 + Z_2)^2}}$$

5. 8 **Méthodes d'analyse échographique : médicale et analyse non destructive**



Le sondage acoustique est ainsi devenu une discipline à part entière, il est concerné principalement par trois grands domaines d'application :

- les applications géophysiques : sondage de la terre (sismique-réflexion et réfraction), de la mer (Sonar, Sonar Doppler, acoustique sous-marine en général), de l'atmosphère (Sodar, Sodar Doppler),
- le diagnostic médical (échographie, débitmétrie Doppler),
- le contrôle et l'évaluation non destructifs des matériaux et des écoulements (débitmétrie) industriels.

5. 9 **Exemple du pavillon acoustique**

Il y a forcément dilatation du volume lors du déplacement vers $S(x)$ croissant.

Le souci de ces pavillons est que les équations en $\xi(x,t)$ et $p(x,t)$ sont différentes.

Le paramètre ξ correspond au déplacement d'un bord du volume $d^3\mathcal{V}$: le volume entre x et $x+dx$ passe entre $x+\xi(x,t)$ et $x+dx+\xi(x+dx,t)$.

$p = -\dfrac{1}{\chi_s S}\dfrac{\partial(S\xi)}{\partial x}$ donne $\mu_0\dfrac{\partial^2\xi}{\partial t^2} = -\dfrac{\partial p}{\partial x}$ ainsi que $\dfrac{\partial^2\xi}{\partial x^2} - \dfrac{1}{c^2}\dfrac{\partial^2\xi}{\partial t^2} + \dfrac{\partial}{\partial x}\left(\xi\dfrac{d\ln S}{dx}\right) = 0$

on a aussi $\dfrac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \dfrac{1}{c^2}\dfrac{\partial^2 p}{\partial t^2} + \dfrac{d\ln S}{dx}\dfrac{\partial p}{\partial x} = 0$ donc seul le pavillon exponentiel $S(x) = S_0 e^{ax}$ permet d'obtenir des équations différentielles en ξ et p identiques. Remarquons aussi que la relation de dispersion donne un comportement de filtre passe-haut : $k = \dfrac{ja}{2} \pm \dfrac{\omega}{c}\sqrt{1-\left(\dfrac{ac}{2\omega}\right)^2}$.

5. 10 **Exemple du silencieux de moteur à explosion**

c'est une application simple à expliquer avec les données précédentes.

6. Instruments à vent

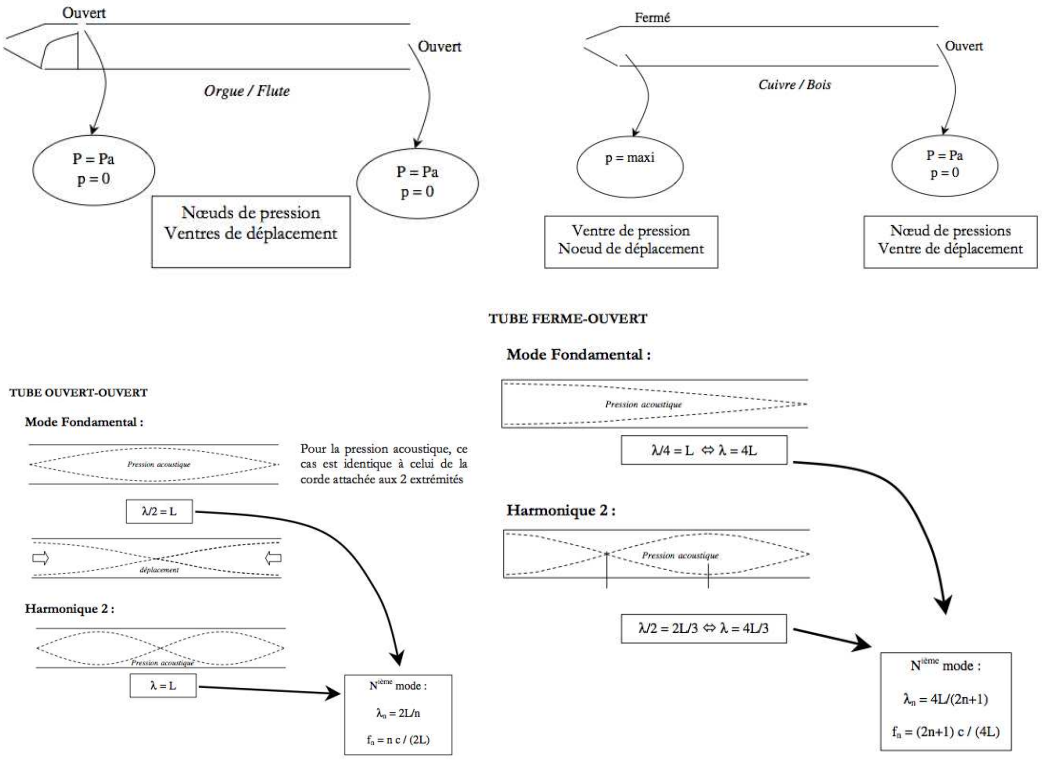
6. 1 **Principe** : pour les instruments à vent, le résonateur de ces instruments est le tube. Le son est entretenu, soit directement par le souffle de l'instrumentiste (bois, cuivres), soit par une soufflerie mécanique (orgue). Nous étudions ici le cas d'un tube cylindrique de longueur L, en se plaçant dans l'hypothèse où il est parcouru par une onde plane, de direction l'axe du tube Ox. On note simplement la surpression $p(x,t)$. La vitesse (moyenne) des particules d'air dans le tube est notée $v(x,t)$.

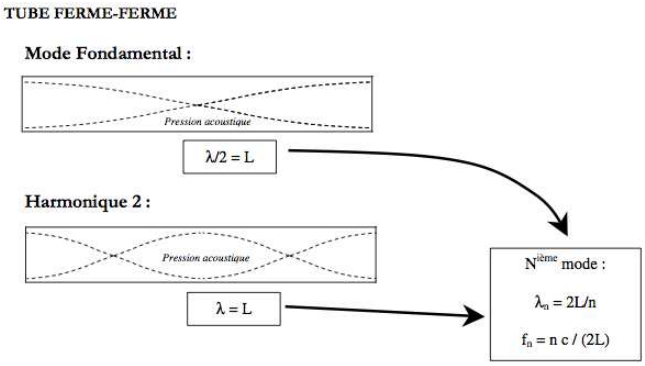
Dans le modèle simplifié que nous décrivons, l'excitation acoustique produite par l'embouchure est donnée, et l'on étudie la réaction du tube à cette excitation. On peut alors distinguer deux types d'excitation ou de "commande" du phénomène acoustique.

a) Commande en **pression** : dans ce cas, la source des vibrations de l'air consiste en une pression $p_0(t)$ imposée à l'entrée du tube : $p(0,t) = p_0(t)$ pour tout t. Ce modèle correspond approximativement aux vents dépourvus d'anche, comme par exemple la flûte ou les "tuyaux à bouche" de l'orgue (qui fonctionnent sur le principe de la flûte).

b) Commande en **vitesse** : dans ce cas, c'est la vitesse de l'air $v_1(t)$ qui est imposée à l'entrée du tube : $v(0,t) = v_1(t)$ pour tout t. Ce modèle correspond approximativement aux instruments à anche, comme par exemple la clarinette ou les "tuyaux à anche" de l'orgue.

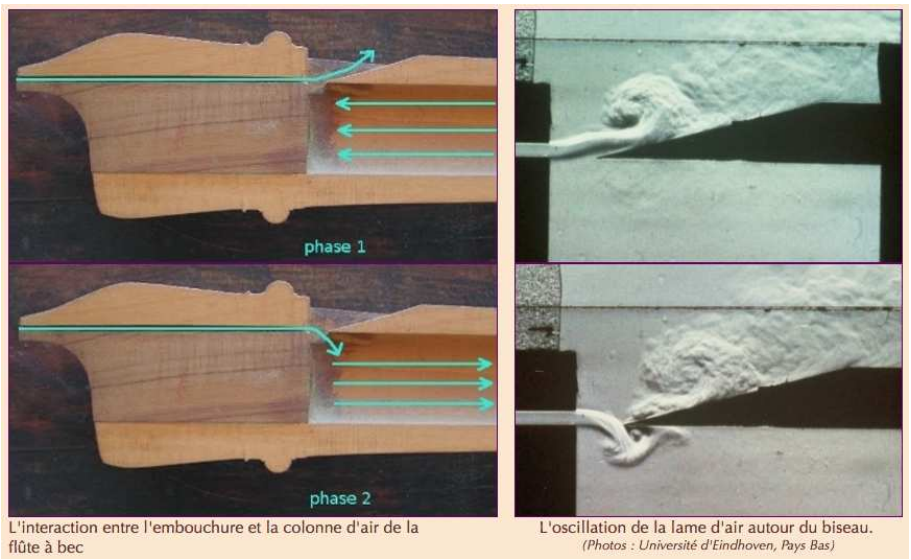
6. 2 **Conditions aux limites**





6. 3 **Exemples**

Flûte de pan : succession de tubes de longueurs différentes
Flûte à bec : modélisée par un tube ouvert aux deux extrémités.
Saxophone : modélisé par un tube conique
Orgue : tubes ouverts et tubes fermés
Clarinette : modélisée par un tube fermé du côté de l'embouchure



L'interaction entre l'embouchure et la colonne d'air de la flûte à bec

L'oscillation de la lame d'air autour du biseau.
(Photos : Université d'Eindhoven, Pays Bas)

7. Interférence et Diffraction

7. 1 **Principe**

On utilise les conditions d'interférences constructives et destructives avec le déphasage des ondes entre elles.

7. 2 **Réseau acoustique**

Antenne de détection :