Acoustique physique

Notes de cours

Rodrigue Desmorat

ENS Paris-Saclay

FORMATION LIESSE - 22 ET 23 MAI 2017

1. Thermo-mécanique des fluides :
   Rappel des principes de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et d'énergie. Formulation locale en milieu ouvert. Lois d'état.
2. Equation des ondes :
   Perturbations acoustiques, linéarisation des équations précédentes. Equation des ondes en masse volumique, en vitesse acoustique, en pression acoustique, en température, en potentiel acoustique. Ondes 1D, ondes planes, ondes sphériques.
3. Fréquence et longueur d'onde / le tuyau sonore :
   Signaux purs, fréquence et longueur d'onde, Allers-retours d'ondes dans le tuyau sonore. Résonance et fréquences propres.

4. Energie et intensité acoustique / Décibels :
   Equation de l'énergie acoustique de Kirchhoff. Valeurs moyennes. Mesures de l'intensité acoustique. Décibels et audition, bandes de fréquences, pondérations. Bruits normalisés (blanc, rose, route).
5. Notions d'acoustique des salles :
   Ondes sonores dans une salle. Densité modale. Fréquence de Schröder d'une salle. Absorption (par les parois… les spectateurs d'une salle de spectacle). Champ diffus. Théories de la réverbération (de Sabine, d'Eyring). Temps de réverbération.

Definition

Acoustique: science du son, étudiant à la fois les mécanismes de production, de propagation dans l'air et de réception de celui-ci

Un peu d'histoire

Antiquité (Aristote, Vitruve): propagation du son associée à un mouvement de l'air

R. Boyle (1660): une source sonore placée dans un récipient dans lequel on fait progressivement le vide devient inaudible $\Rightarrow$ l'air est nécessaire pour que les ondes sonores puissent se propager

Isaac Newton (1686): 1er calcul de la vitesse du son dans l'air (faux, car hyp. isotherme)

Académie des Sciences de Paris (1738): 1ère mesure "scientifique" 332 m/s (moins de 1% d'erreur)

Abbé Nollet (1740): le son se propage dans l'eau

Laplace (1816): expression correcte (propagation adiabatique)

Colladon (1826): 1ère mesure de la vitesse de propagation dans l'eau

Réf. "The story of acoustics", J. Acoust. Soc. Am., pp. 629–644, 1966.

Même si Aristote le pressentait il y a près de 2 500 ans, l'idée que des sons puissent se propager dans l'eau a mis très longtemps à s'imposer. Léonard de Vinci écoutait les bruits sous-marins des bateaux, et à partir du XVIIIe siècle, tout s'accélère : l'abbé Nollet prouve que le son se propage dans l'eau (1740), Laplace établit les formules donnant sa vitesse (1816), puis des expériences sur le terrain confirment ces mesures.

Deux Suisses, Colladon et Sturm, mesurent en 1826 la vitesse du son dans l'eau du lac Léman. Sur un bateau, un dispositif actionne la combustion de poudre et donne simultanément des coups sur une cloche immergée ; sur un autre, un observateur déclenche un chronomètre lorsqu'il voit l'éclair et l'arrête lorsqu'il entend le son dans l'eau. Avec cette méthode ingénieuse, la vitesse ainsi mesurée (1435 m/s) est très proche de la vitesse réelle. Le son se propage tellement bien dans l'eau qu'à 51 km de distance, l'observateur ne voit plus le signal lumineux mais entend encore nettement la cloche…

► *Expérience de Colladon et Sturm.*
J. Rambosson, 1878. Les harmonies du son et l'histoire des instruments de musique.

Réf. "Des sons dans l'eau ?", L'Echo des Profondeurs 1.

SOMMAIRE

SOMMAIRE

Aspects thermodynamiques – Fondamentaux

Coordonnées lagrangiennes $\vec{X}$, gradient lagrangien $\mathbf{grad}_{\vec{X}}$

Coordonnées eulériennes $\vec{x}$, gradient eulérien $\mathbf{grad}_{\vec{x}} = \mathbf{grad}$
On note $\mathrm{div}_{\vec{x}} = \mathrm{div}$

Vecteur vitesse

$$\vec{v} = \frac{\mathrm{d}\vec{x}}{\mathrm{d}t} = \dot{\vec{x}}$$

Tenseur (d'ordre 2) taux de déformation

$$\mathbf{D} = \frac{1}{2}\left(\mathbf{grad}\,\vec{v} + \mathbf{grad}^T\,\vec{v}\right)$$

de composantes

$$D_{ij} = \frac{1}{2}\left(v_{i,j} + v_{j,i}\right)$$

Conservation de la masse

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\iiint_V \rho\,\mathrm{d}V = 0$$

$$\frac{\mathrm{d}\rho}{\mathrm{d}t} + \rho\,\mathrm{div}\,\vec{v} = 0$$

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \mathrm{div}(\rho\vec{v}) = 0$$

Lemme fondamental

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\iiint_V \rho f \mathrm{d}V = \iiint_V \rho\,\frac{\mathrm{d}f}{\mathrm{d}t}\mathrm{d}V = \iiint_V \rho\dot{f}\mathrm{d}V = 0$$

ρ : masse volumique

DÉMONSTRATION

Soit $V = V(t)$

Dérivées particulaires d'intégrales de volume

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\iiint_V g\,\mathrm{d}V = \iiint_V \left(\frac{\partial g}{\partial t} + \mathrm{div}(g\vec{v})\right)\mathrm{d}V = \iiint_V \left(\frac{\mathrm{d}g}{\mathrm{d}t} + g\,\mathrm{div}\,\vec{v}\right)\mathrm{d}V$$

Démonstration du lemme fondamental

$$\begin{aligned}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\iiint_V \rho f\,\mathrm{d}V &= \iiint_V \left(\frac{\mathrm{d}(\rho f)}{\mathrm{d}t} + \rho f\,\mathrm{div}\,\vec{v}\right)\mathrm{d}V \\ &= \iiint_V \left[\rho\frac{\mathrm{d}f}{\mathrm{d}t} + \left(\frac{\mathrm{d}\rho}{\mathrm{d}t} + \rho\,\mathrm{div}\,\vec{v}\right)f\right]\mathrm{d}V \\ &= \iiint_V \rho\frac{\mathrm{d}f}{\mathrm{d}t}\,\mathrm{d}V\end{aligned}$$

PFD pour un solide indéformable

$$\sum \vec{F}_{ext \to \mathcal{S}} = m\vec{\gamma}$$

$$\sum \vec{F}_{ext \to \mathcal{S}} \cdot \vec{v} = m\vec{\gamma} \cdot \vec{v} \quad \Leftrightarrow \quad P_{ext} = P_a$$

Equations d'équilibre dynamique d'un milieu déformable (pas de moment volumique)

$$\mathrm{div}\, \boldsymbol{\sigma} + \vec{f}_v = \rho \frac{\mathrm{d}\vec{v}}{\mathrm{d}t}$$

$$\iiint_V (\mathrm{div}\, \boldsymbol{\sigma} + \vec{f}_v) \cdot \vec{v}\, \mathrm{d}V = \iiint_V \rho \frac{\mathrm{d}\vec{v}}{\mathrm{d}t} \cdot \vec{v}\, \mathrm{d}V$$

PFD pour un solide indéformable

$$\sum \vec{F}_{ext \to \mathcal{S}} = m\vec{\gamma}$$

$$\sum \vec{F}_{ext \to \mathcal{S}} \cdot \vec{v} = m\vec{\gamma} \cdot \vec{v} \quad \Leftrightarrow \quad P_{ext} = P_a$$

Bilan des puissances mécaniques

$$P_{ext} + P_{int} = P_a$$

$$P_{ext} = \iiint_V \vec{f}_v \cdot \vec{v} \, \mathrm{d}V + \iint_{\partial V} \vec{F} \cdot \vec{v} \, \mathrm{d}V$$

$$P_{int} = -\iiint_V \boldsymbol{\sigma} : \mathbf{D} \, \mathrm{d}V$$

$$P_a = \iiint_V \rho\vec{\gamma} \cdot \vec{v} \, \mathrm{d}V$$

PFD pour un solide indéformable

$$\sum \vec{F}_{ext \to \mathcal{S}} = m\vec{\gamma}$$

$$\sum \vec{F}_{ext \to \mathcal{S}} \cdot \vec{v} = m\vec{\gamma} \cdot \vec{v} \quad \Leftrightarrow \quad P_{ext} = P_a$$

Bilan des puissances mécaniques

$$P_{ext} + P_{int} = P_a$$

$$P_{ext} = \iiint_V \vec{f}_v \cdot \vec{v} \, \mathrm{d}V + \iint_{\partial V} \vec{F} \cdot \vec{v} \, \mathrm{d}V$$

$$P_{int} = -\iiint_V \boldsymbol{\sigma} : \mathbf{D} \, \mathrm{d}V$$

$$P_a = \iiint_V \rho\vec{\gamma} \cdot \vec{v} \, \mathrm{d}V = \frac{\mathrm{d}K}{\mathrm{d}t}, \quad K = \iiint_V \frac{1}{2}\rho\vec{v}^2 \, \mathrm{d}V$$

Energie interne

$$E = (U =) = \iiint_V \rho e \,\mathrm{d}V$$

Chaleur reçue

$$Q = \iiint_V r_v \,\mathrm{d}V - \iint_{\partial V} \vec{q} \cdot \vec{n} \,\mathrm{d}V$$

Premier principe

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}(E + K) = P_{ext} + Q$$

Energie interne

$$E = (U =) = \iiint_V \rho e \,\mathrm{d}V$$

Chaleur reçue

$$Q = \iiint_V r_v \,\mathrm{d}V - \iint_{\partial V} \vec{q} \cdot \vec{n} \,\mathrm{d}V$$

Forme locale du premier principe

$$\rho \dot{e} = \boldsymbol{\sigma} : \mathbf{D} + r_v - \operatorname{div} \vec{q}$$

Entropie

$$S = \iiint_V \rho s \, \mathrm{d}V$$

Chaleur reçue

$$Q = \iiint_V r_v \, \mathrm{d}V - \iint_{\partial V} \vec{q} \cdot \vec{n} \, \mathrm{d}V$$

Second principe

$$\frac{\mathrm{d}S}{\mathrm{d}t} \geq \iiint_V \frac{r_v}{T} \, \mathrm{d}V - \iint_{\partial V} \frac{\vec{q}}{T} \cdot \vec{n} \, \mathrm{d}V$$

Thermo-mécanique des fluides

Onde acoustique = petite perturbation se propageant dans un milieu matériel, ici un fluide non visqueux initialement au repos, sans (le temps d') échange de chaleur

L'état mécanique d'un tel fluide est déterminé par sa vitesse $\vec{v}$, sa masse volumique ρ, sa pression p, son énergie interne spécifique e, sa température T et son entropie spécifique s

Conservation de la masse

$$\frac{\mathrm{d}\rho}{\mathrm{d}t} + \rho \,\mathrm{div}\, \vec{v} = 0$$

Bilan de la quantité de mouvement

$$\rho \frac{\mathrm{d}\vec{v}}{\mathrm{d}t} = \mathrm{div}\, \boldsymbol{\sigma} + \vec{f}_v$$

Premier principe

$$\rho \dot{e} = \boldsymbol{\sigma} : \mathbf{D} + r_v - \mathrm{div}\, \vec{q}$$

Lois d'état (énergie interne spécifique $e = e(s, \rho)$)

$$T = \left.\frac{\partial e}{\partial s}\right|_{\rho}, \qquad p = \rho^2 \left.\frac{\partial e}{\partial \rho}\right|_{s}$$

Conservation de la masse

$$\frac{\mathrm{d}\rho}{\mathrm{d}t} + \rho \operatorname{div} \vec{v} = 0$$

Bilan de la quantité de mouvement

$$\rho \frac{\mathrm{d}\vec{v}}{\mathrm{d}t} = \operatorname{div} \boldsymbol{\sigma} + \vec{f}_v$$

Premier principe

$$\rho \dot{e} = \boldsymbol{\sigma} : \mathbf{D} + r_v - \operatorname{div} \vec{q}$$

Lois d'état (énergie interne spécifique $e = e(s, \rho)$)

$$T = \left.\frac{\partial e}{\partial s}\right|_{\rho} = T(s, \rho), \qquad p = \rho^2 \left.\frac{\partial e}{\partial \rho}\right|_{s} = p(s, \rho)$$

Fluide non visqueux, pas (le temps) d'échange de chaleur

$$\boldsymbol{\sigma} = -p\,\mathbf{1}, \quad \vec{q} = 0, \quad r_v = 0$$

$$\boldsymbol{\sigma} : \mathbf{D}\,\mathrm{d}t = (-p\,\mathbf{1}) : \mathbf{D}\,\mathrm{d}t = -p\,\mathrm{tr}\,\mathbf{D}\,\mathrm{d}t$$

or, par le principe de conservation de la masse, avec v le volume massique,

$$-\frac{\dot{\rho}}{\rho} = \frac{\dot{v}}{v} = \mathrm{div}\,\vec{v} = \mathrm{tr}\,\mathbf{D}$$

donc

$$-p\,\mathrm{tr}\,\mathbf{D}\,\mathrm{d}t = -p\frac{\dot{v}}{v}\,\mathrm{d}t = \rho p\,\mathrm{d}v$$

$$\boldsymbol{\sigma} : \mathbf{D}\,\mathrm{d}t = -\rho p\,\mathrm{d}v$$

Fluide non visqueux, pas (le temps) d'échange de chaleur

$$\boldsymbol{\sigma} = -p\,\mathbf{1}, \quad \vec{q} = 0, \quad r_v = 0$$

$$\boldsymbol{\sigma} : \mathbf{D}\,\mathrm{d}t = -\rho p\,\mathrm{d}v$$

Premier principe

$$\rho \mathrm{d}e = \boldsymbol{\sigma} : \mathbf{D}\,\mathrm{d}t + (r_v - \mathrm{div}\,\vec{q})\mathrm{d}t$$

$$\rho \mathrm{d}e = \boldsymbol{\sigma} : \mathbf{D}\,\mathrm{d}t = -\rho p\,\mathrm{d}v$$

or $\rho \mathrm{d}e = \rho T \mathrm{d}s - \rho p \mathrm{d}v$

Remarque : pour un milieu homogène (sans onde sonore donc), multipliant par le volume on retrouve

$$\mathrm{d}E = (\mathrm{d}U =) T\mathrm{d}S - p\mathrm{d}V = -p\mathrm{d}V$$

Fluide non visqueux, pas (le temps) d'échange de chaleur

$$\boldsymbol{\sigma} = -p\,\mathbf{1}, \quad \vec{q} = 0, \quad r = 0$$

$$\boldsymbol{\sigma} : \mathbf{D}\,\mathrm{d}t = -\rho p\,\mathrm{d}v$$

Premier principe + fluide non visqueux, sans d'échange de chaleur

$$\mathrm{d}s = 0$$

Conservation de la masse

$$\frac{\mathrm{d}\rho}{\mathrm{d}t} + \rho \,\mathrm{div}\, \vec{v} = 0$$

Bilan de la quantité de mouvement

$$\rho \frac{\mathrm{d}\vec{v}}{\mathrm{d}t} = \mathrm{div}\, \boldsymbol{\sigma} + \vec{f}_v$$

Premier principe + fluide non visqueux, sans d'échange de chaleur

$$s = s_0 = const$$

Lois d'état (énergie interne spécifique $e = e(s, \rho)$)

$$T = T(s_0, \rho), \qquad p = p(s_0, \rho)$$

SOMMAIRE

Equations des ondes

Onde acoustique = petite perturbation se propageant dans un milieu matériel, ici un fluide non visqueux initialement au repos, sans (le temps d') échange de chaleur

L'état mécanique d'un tel fluide est déterminé par sa vitesse $\vec{v}$, sa masse volumique ρ, sa pression p, son énergie interne spécifique e, sa température T et son entropie spécifique s

Perturbations acoustiques $\rho_a, s_a = 0, p_a, T_a, \vec{v}_a$

$$\begin{aligned}
\rho(t,M) &= \rho_0 + \rho_a(t,M) \\
s(t,M) &= s_0 \\
p(t,M) &= p_0 + p_a(t,M) \\
T(t,M) &= T_0 + T_a(t,M) \\
\vec{v}(t,M) &= \vec{v}_a(t,M)
\end{aligned}$$

PAR LINÉARISATION,

Conservation de la masse

$$\frac{\partial \rho_a}{\partial t} + \rho_0 \,\mathrm{div}\, \vec{v}_a = 0$$

Equation d'Euler

$$\rho_0 \frac{\partial \vec{v}_a}{\partial t} = -\,\overrightarrow{\mathrm{grad}}\, p_a$$

Premier principe

$$s = s_0 = const$$

Lois d'état

$$T_a = \left.\frac{\partial T}{\partial p}\right|_s p_a, \qquad \rho_a = \left.\frac{\partial \rho_a}{\partial p_a}\right|_s p_a = \rho_0 \chi_s p_a$$

PAR LINÉARISATION,

Conservation de la masse

$$\frac{\partial \rho_a}{\partial t} + \rho_0 \operatorname{div} \vec{v}_a = 0$$

Equation d'Euler

$$\rho_0 \frac{\partial \vec{v}_a}{\partial t} = -\overrightarrow{\mathrm{grad}}\, p_a$$

Premier principe

$$s = s_0 = const$$

Lois d'état

$$T_a = \left.\frac{\partial T}{\partial p}\right|_s p_a, \qquad p_a = c_0^2 \rho_a, \qquad c_0 = \left(\left.\frac{\partial \rho}{\partial p}\right|_s \right)^{-\frac{1}{2}} = \frac{1}{\sqrt{\rho_0 \chi_s}}$$

Par linéarisation,

Conservation de la masse

$$\frac{\partial \rho_a}{\partial t} + \rho_0 \operatorname{div} \vec{v}_a = 0$$

Equation d'Euler

$$\rho_0 \frac{\partial \vec{v}_a}{\partial t} = -\overrightarrow{\operatorname{grad}}\, p_a$$

Premier principe

$$s = s_0 = const$$

Lois d'état (gaz parfait, $p = \rho r T$, $\gamma = c_p/c_v$, $pv^\gamma = const$)

$$T_a = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{T_0}{p_0} p_a, \qquad p_a = c_0^2 \rho_a, \qquad c_0 = \sqrt{\gamma r T}$$

EQUATIONS DES ONDES

Onde acoustique = petite perturbation se propageant dans un milieu matériel, ici un fluide non visqueux initialement au repos, sans (le temps d') échange de chaleur

En pression acoustique

$$\Delta p_a - \frac{1}{c_0^2}\frac{\partial^2 p_a}{\partial t^2} = 0$$

Equations des ondes

En masse volumique

$$\Delta \rho_a - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 \rho_a}{\partial t^2} = 0$$

En température

$$\Delta T_a - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 T_a}{\partial t^2} = 0$$

En vitesse acoustique

$$\Delta \vec{v}_a - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 \vec{v}_a}{\partial t^2} = 0$$

Potentiel acoustique

$$\vec{v}_a = \overrightarrow{\text{grad}}\, \Phi_a$$

$$p_a = c_0^2 \rho_a = -\rho_0 \frac{\partial \Phi_a}{\partial t}$$

Equation des ondes en potentiel acoustique

$$\Delta \Phi_a - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 \Phi_a}{\partial t^2} = 0$$

Solution 1D

$$p_a = f(t - \frac{x}{c_0}) + g(t + \frac{x}{c_0})$$

$$\vec{v}_a = \frac{1}{Z_0}\left(f(t - \frac{x}{c_0}) - g(t + \frac{x}{c_0})\right)$$

Ondes planes

$$p_a = f(t - \frac{\vec{x}\cdot\vec{n}}{c_0})$$

$$\vec{v}_a = \frac{p_a}{Z_0}\,\vec{n}$$

Impédance acoustique $Z_0 = \rho_0 c_0$

Onde sphérique

$$p_a = \frac{1}{r}\left(f(t - \frac{r}{c_0}) + g(t + \frac{r}{c_0})\right)$$

Onde sphérique divergente

$$p_a = \frac{1}{r} f(t - \frac{r}{c_0})$$

$$\vec{v}_a = \left[\frac{1}{\rho_0 r^2} F(t - \frac{r}{c_0}) + \frac{1}{Z_0 r} f(t - \frac{r}{c_0})\right] \vec{e}_r$$

Impédance acoustique $Z_0 = \rho_0 c_0$
F primitive de f

SOMMAIRE

Fréquence et longueur d'onde

Période T, fréquence ν, pulsation ω

$p_a = f\left(t - \frac{\vec{x}\cdot\vec{n}}{c_0}\right)$ avec f périodique, même ici harmonique

$$p_a = \Re\left(Ae^{-j\omega t}\right)$$

$A = A(\vec{x})$ amplitude complexe
(par ex. $A = e^{j\vec{k}\cdot\vec{x}}$, $\vec{k} = k\,\vec{n}$ vecteur d'onde)

$$\lambda = \frac{2\pi}{k} = \frac{2\pi c_0}{\omega} = \frac{c_0}{\nu} = c_0 T$$

T : période temporelle
λ : longue d'onde, période spatiale
$k = \omega/c_0$: nombre d'onde

Equation de Helmholtz

Solutions harmoniques de l'équation des ondes

$$p_a = p_\omega(\vec{x})e^{-j\omega t}$$

$p_\omega(\vec{x})$ solution de

$$\Delta p_\omega + k^2 p_\omega = 0$$

Vitesse acoustique (des particules fluides) par l'eq. d'Euler

$$\vec{v}_a = \vec{v}_\omega(\vec{x})e^{-j\omega t} = \frac{\overrightarrow{\text{grad}}\, p_\omega}{j\omega\rho_0}e^{-j\omega t}$$

LE TUYAU SONORE

Allers-retours d'ondes dans un tuyau sonore

Piston en $x = 0$, $v(t, x = 0) = v_a(t, x = 0) = v_0(t)$ donnée / $v_0(t \leq 0) = 0$
Fermé en $x = L$, $v(t, x = L) = v_a(t, x = L) = 0$

Pression/vitesse acoustiques

$$p_a = f\left(t - \frac{x}{c_0}\right) + g\left(t + \frac{x}{c_0}\right), \qquad v_a = \frac{1}{Z_0}\left(f\left(t - \frac{x}{c_0}\right) - g\left(t + \frac{x}{c_0}\right)\right)$$

Fonctions f et g déterminées par les conditions aux limites

$$\begin{cases} v_a(t, x = 0) = v_0(t) \\ v_a(t, x = L) = 0 \end{cases} \longrightarrow \begin{cases} f(t) - g(t) = Z_0 v_0(t) \\ f\left(t - \frac{L}{c_0}\right) = g\left(t + \frac{L}{c_0}\right) \end{cases}$$

Temps d'aller-retour d'une onde

$$T_{AR} = \frac{2L}{c_0}$$

Fonctions f et g déterminées par les conditions aux limites

$$\begin{cases} v_a(t, x=0) = v_0(t) \\ v_a(t, x=L) = 0 \end{cases} \longrightarrow \begin{cases} f(t) = Z_0 v_0(t) + f\left(t - \frac{2L}{c_0}\right) \\ g(t) = f\left(t - \frac{2L}{c_0}\right) \end{cases}$$

Au final

$$p_a = Z_0 \left[\sum_{n=0}^{+\infty} v_0\left(t - \frac{x}{c_0} - \frac{2nL}{c_0}\right) + \sum_{m=1}^{+\infty} v_0\left(t + \frac{x}{c_0} - \frac{2mL}{c_0}\right) \right]$$

RÉSONANCE ?

Pression acoustique dans le tuyau sonore fermé-fermé

$$p_a = Z_0 \left[\sum_{n=0}^{+\infty} v_0 \left(t - \frac{x}{c_0} - nT_{AR} \right) + \sum_{m=1}^{+\infty} v_0 \left(t + \frac{x}{c_0} - mT_{AR} \right) \right]$$

Résonance

Si v_0 périodique de période $T = 1/\nu$ égale au temps d'aller retour d'une onde T_{AR} alors

$$p_a \to \infty, \quad \text{résonance}$$

Fréquences de résonance du tuyau fermé-fermé

$$\nu_0 = \frac{1}{T_A R} = \frac{c_0}{2L} \quad \nu_n = \frac{n+1}{T_A R} = \frac{(n+1)c_0}{2L}$$

RÉSONANCE ?

Pression acoustique dans le tuyau sonore fermé-fermé

$$p_a = Z_0 \left[\sum_{n=0}^{+\infty} v_0\left(t - \frac{x}{c_0} - nT_{AR}\right) + \sum_{m=1}^{+\infty} v_0\left(t + \frac{x}{c_0} - mT_{AR}\right) \right]$$

Méthode classique

par solution du problème avec les conditions aux limites (ici fermé-fermé) mais sans excitation extérieure

$$\begin{cases} \dfrac{\partial^2 p_a}{\partial t^2} - c_0^2 \dfrac{\partial^2 p_a}{\partial x^2} = 0 \\ v_a(t, x = 0) = 0 \\ v_a(t, x = L) = 0 \end{cases} \rightarrow \begin{cases} p_a = p_\omega(x)\, e^{-j\omega t},\ v_a = v_\omega(x)\, e^{-j\omega t} \\ \dfrac{\mathrm{d}^2 p_\omega}{\mathrm{d}x^2} + k^2 p_\omega = 0 \\ v_\omega(x = 0) = 0 \\ v_\omega(x = L) = 0 \end{cases}$$

SOMMAIRE

Energie et intensité acoustiques

Cas du fluide classique parfait initialement au repos

Repasser en réel pour le calcul des énergies

$$p_a = \Re\left(Ae^{-j\omega t}\right) = \frac{1}{2}\left(Ae^{-j\omega t} + A^\star e^{j\omega t}\right)$$

Energie acoustique

A partir de la conservation de la masse $\times p_a$ et et l'eq. d'Euler $\times \vec{v}_a$ on montre que

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{1}{2}\frac{p_a^2}{\rho_0 c_0^2} + \frac{1}{2}\rho_0\,\vec{v}_a^2\right) + \mathrm{div}(p_a\vec{v}_a) = 0$$

$$\frac{\partial E_a}{\partial t} + \mathrm{div}\,\vec{I}_a = 0$$

Energie et intensité acoustiques

Equation de Kirchhoff

A partir de la conservation de la masse $\times p_a$ et et l'eq. d'Euler $\times \vec{v}_a$ on montre que

$$\frac{\partial E_a}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{I}_a = 0$$

Energie acoustique [J/m^3]:

$$E_a = \frac{1}{2}\frac{p_a^2}{\rho_0 c_0^2} + \frac{1}{2}\rho_0\,\vec{v}_a^2$$

Intensité acoustique [W/m^2]:

$$\vec{I}_a = p_a \vec{v}_a$$

Energie et intensité acoustiques

Equation de Kirchhoff

Conservation de l'énergie acoustique:

$$\frac{\partial E_a}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{I}_a = 0$$

Pour un volume V_0 fixe donné:

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t} \iiint_{V_0} E_a \, \mathrm{d}V = - \iint_{\partial V_0} \vec{I}_a \cdot \vec{n}^{ext} \, \mathrm{d}S$$

Valeurs moyennes

Pour $f(t)$ périodique de période T:

$$\langle f \rangle := \frac{1}{T}\int_{t_0}^{t_0+T} f(t)\mathrm{d}t = \frac{1}{T}\int_0^T f(t)\mathrm{d}t$$

Caractère propagatif des perturbations acoustiques

$$\left\langle \frac{\partial E_a}{\partial t} \right\rangle = 0 \;\rightarrow\; \mathrm{div}\,\langle \vec{I}_a \rangle = 0$$

$$\iint_{\partial V_0} \langle \vec{I}_a \rangle \cdot \vec{n}^{ext}\,\mathrm{d}S = 0$$

Le flux moyen acoustique entrant dans une surface fermée est nul.
"En moyenne, sur une période, tout de ce qui rentre ressort."

CAS DE L'ONDE PLANE

Onde plane = onde plane progressive (dans la direction $\vec{n}$, $\vec{v}_a = \dfrac{p_a}{Z_0}\vec{n}$).

Energie acoustique: énergie cinétique = énergie potentielle,

$$E_a = \frac{p_a^2}{\rho_0 c_0^2} = \rho_0\, \vec{v}_a^2$$

Intensité acoustique:

$$\vec{I}_a = c_0 E_a \vec{n}$$

Cas particulier de l'onde plane harmonique

Onde plane = onde plane progressive (dans la direction $\vec{n}$, $\vec{v}_a = \frac{p_a}{Z_0}\vec{n}$).

Onde plane harmonique, $A = A(\vec{x}) = A_0 e^{j\vec{k}\cdot\vec{x}}$,

$$p_a = \Re\left(Ae^{-j\omega t}\right) = \frac{1}{2}\left(Ae^{-j\omega t} + A^{\star}e^{j\omega t}\right)$$

En moyenne sur une période:

$$\langle \vec{I}_a \rangle = \frac{|A|^2}{2Z_0}\vec{n}$$

Mesure de l'intensité acoustique: le décibel

Mesure du niveau de bruit d'une grande importance en pratique

Mais...

La définition d'une unité de mesure communément acceptée du niveau de bruit est difficile à donner

- en pratique on mesure plutôt la pression acoustique
- un signal réel est transitoire: définition d'une valeur moyenne ?
- la réponse de l'oreille humaine n'est pas uniforme suivant les bandes de fréquences

Aux basses fréquences le seuil de l'audible est plus grand ($\approx$ 50 dB à 20 Hz)
Le seuil de l'audible est minimum ($\approx$ 0 dB, légèrement négatif même) à 3000 Hz.
Il est de l'ordre de 10 dB a 20 kHZ

Niveau sonore d'un signal périodique

$$p_{moy} = \langle p_a^2 \rangle$$

Niveau de pression sonore mesuré en décibels

$$L_p = 20 \log \frac{p_{moy}}{p_{ref}}$$

p_{ref} pression de référence du milieu fluide considéré
$(p_{ref}^{air} = 2\,10^{-5}\ Pa = 20\ \mu Pa,\ p_{ref}^{eau} = 10^{-6}\ Pa)$

Tout signal périodique se décomposant en série de Fourier

$$p_a = \Re\left(\sum_{n=1}^{\infty} A_n e^{-jn\omega t}\right)$$

de sorte que

$$p_{moy} = \sqrt{\sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{2} |A_n|^2}$$

Niveau sonore en pression et en intensité acoustique, niveau sonore d'une source

En pression,

$$L_p = 20 \log \frac{p_{moy}}{p_{ref}} \qquad p_{ref} = 2\ 10^{-5}\ Pa$$

En intensité acoustique,

$$L_I = 10 \log \frac{\langle I_a \rangle}{I_{ref}} \qquad I_{ref} = \frac{p_{ref}^2}{Z_0} = 10^{-12}\ W/m^2$$

Pour une source sonore de puissance P_{Source} (en Watts) on définit

$$L_W = 10 \log \frac{P_{Source}}{P_{ref}} \qquad P_{ref} = I_{ref} \times 1m^2 = 10^{-12}\ W$$

BANDES DE FRÉQUENCES NORMALISÉES

Découpage de la plage de fréquence de l'audible 20 Hz $\leftrightarrow$ 20 kHz en bandes d'octaves (facteur 2) ou en bandes de tiers d'octaves (facteur $2^{1/3}$).

Fréquences centrales réglementaires des bandes d'octaves

$$\nu_c = (31, 62.5,)125, 250, 500, 1000, 2000, 4000, (8000, 16000)\ Hz$$

On décompose un bruit suivant ces fréquences en donnant le niveau sonore en dB par plage de fréquence centrale $\nu_c = \sqrt{\nu_1 \nu_2}$ (pour la plage $[\nu_1, \nu_2[$)
(unité = dB/oct pour le découpage en bandes d'octave)

Moyennes pondérées et $dB(A)$

On considère souvent le niveau sonore L_n par bande de fréquence n de fréquence centrale ν_c^n
On lui attribue une amplitude de module

$$|A_n| = \sqrt{2}\, p_{ref} 10^{\frac{L_n}{20}}$$

Définition d'une moyenne pondérée

$$p_{moy,P} = \sqrt{\sum_{n=1}^{N} \frac{1}{2} |A_n|^2 P(\nu_c^n)}$$

$P(\nu_c^n)$ est la fonction de pondération

Cumul énergétique des bruits

Cumul de bruits non corrélés

Sans pondération

Niveau sonore :

$$L_p = 20 \log \frac{p_{moy}}{p_{ref}}$$

Avec pondération

Niveau sonore pondéré :

$$L_{p,P} = 20 \log \frac{p_{moy,P}}{p_{ref}}$$

Cumul énergétique des bruits

Cumul de bruits non corrélés

Sans pondération

Niveau sonore :

$$L_p = 10 \log \left(\sum_{n=1}^{N} 10^{\frac{L_n}{10}} \right)$$

Avec pondération

Niveau sonore pondéré :

$$L_{p,P} = 10 \log \left(\sum_{n=1}^{N} 10^{\frac{L_n + \Delta L(\nu_c^n)}{10}} \right)$$

où $\Delta L(\nu_c^n) = 10 \log P(\nu_c^n)$ est la pondération en dB

PONDÉRATIONS $A, C - dB(A), dB(C)$

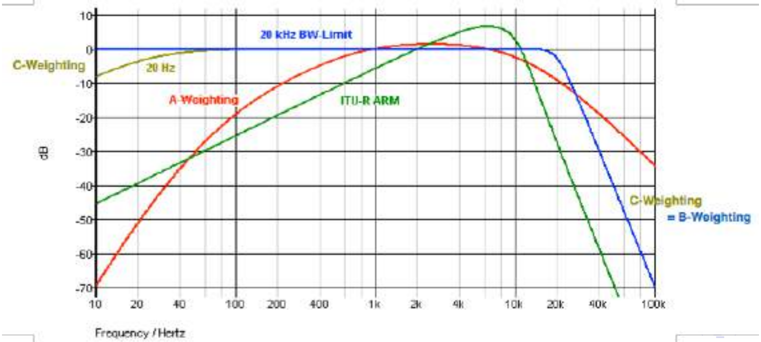
- La pondération A (dite physiologique) a été conçue pour se rapprocher de la réaction de l'oreille humaine au bruit
  $\rightarrow$ niveau de bruit en dB(A)
- La pondération C est la pondération standard des fréquences audibles généralement utilisée pour la mesure du niveau de bruits intenses
  $\rightarrow$ niveau de bruit en dB(C)

En bandes d'octaves,

Fréquences (Hz)	63	125	250	500	1000	2000	4000	8000	16000
Pondération A (dB)	-26.2	-16.1	-8.6	-3.2	0	+1.2	+1.0	-1.1	-6.6
Pondération C (dB)	-0.8	-0.2	0	0	0	-0.2	-0.8	-3.0	-8.5

PONDÉRATIONS $A, C - dB(A), dB(C)$

- La pondération A (dite physiologique) a été conçue pour se rapprocher de la réaction de l'oreille humaine au bruit
  $\rightarrow$ niveau de bruit en dB(A)
- La pondération C est la pondération standard des fréquences audibles généralement utilisée pour la mesure du niveau de bruits intenses
  $\rightarrow$ niveau de bruit en dB(C)



Bruit blanc

Bruit blanc

Bruit stationnaire à caractère aléatoire interne défini par un spectre de puissance constant en fréquence

$$W(\nu) = W_0$$

Le niveau sonore par bande d'octave augmente donc de $3dB$ entre deux bandes d'octave successives

Detail des calculs :

Soient les bandes d'octave n, $[\nu_1^n, \nu_2^n = 2\nu_1^n[$, et $n+1$, $[\nu_1^{n+1} = \nu_2^n, \nu_2^{n+1} = 2\nu_2^n[$

$$L_n = 10 \log \int_{\nu_1^n}^{\nu_2^n = 2\nu_1^n} W_0 \, \mathrm{d}\nu = 10 \log(W_0 \nu_1^n)$$

de sorte que

$$L_{n+1} = 10 \log(W_0 \nu_1^{n+1}) = L_n + 10 \log 2 = L_n + 3dB$$

BRUIT ROSE

Bruit rose

Bruit stationnaire à caractère aléatoire interne défini par un spectre de puissance en $1/\nu$,

$$W(\nu) = w_0 \frac{\nu_0}{\nu}$$

(utilisé dans la réglementation des bruits intérieurs des bâtiments)

Le niveau sonore est donc constant par bande d'octave

Detail des calculs :

Soit une bande d'octave n, $[\nu_1^n, \nu_2^n = 2\nu_1^n[$,

$$L_n = 10 \log \int_{\nu_1^n}^{\nu_2^n = 2\nu_1^n} w_0 \frac{\nu_0}{\nu} \, \mathrm{d}\nu = 10 \log(w_0 \nu_0 \ln 2)$$

soit, comme annoncé, L_n –par bande d'octave– constant

Bruit route

- bruit conventionnel / normalisé
- bruit stationnaire
- symbolise le spectre moyen d'un bruit de traffic routier (utilisé pour l'isolation sonore / circulation)

Pour une référence L à 250Hz,

Fréquences centrales (Hz)	125	250	500	1000	2000	4000
dB/oct	$L+1$	L	$L-4$	$L-5$	$L-7$	$L-13$

SOMMAIRE

Ondes sonores dans une salle rectangulaire (de dimension $\ell_x \times \ell_y \times \ell_z$)

Ondes stationnaires

pulsation ω, nombre d'onde $k = \frac{\omega}{c_0} n$, célérité c_0

$$p = p_0 + p_a(x, y, z, t)$$

Solution harmonique / Séparation des variables

$$p_a = p_\omega e^{-j\omega t} = X(x)Y(y)Z(z)e^{-j\omega t}$$

Equation de Helmholtz $\Delta p_\omega + k^2 p_\omega = 0, \cdots$

$$\begin{cases} \frac{1}{X}X''(x) + k_x^2 = 0 \\ \frac{1}{Y}Y''(x) + k_y^2 = 0 \\ \frac{1}{Z}Z''(x) + k_y^2 = 0 \\ k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = k^2 \end{cases}$$

Pour la fonction $X(x)$,

$$X(x) = C_x \cos(k_x x + \varphi_x)$$

Hyp. parois rigides, pas d'absorption: vitesse acoustique de composantes normales aux parois nulles (sur les murs)
Pour les murs de normale $\vec{e}_x$,

$$v_{\omega x} = \frac{1}{j\omega\rho_0}\frac{\partial p_a}{\partial x} = 0$$

en $x = 0$ et $x = \ell_x$, de sorte que $\varphi_x = 0, k_x = n_x \frac{\pi}{\ell_x}$, $(n_x = 0, 1, 2, 3, \dots)$

Solution générale

$$p_a = A \cos\left(\pi n_x \frac{x}{\ell_x}\right) \cos\left(\pi n_y \frac{y}{\ell_y}\right) \cos\left(\pi n_z \frac{z}{\ell_z}\right) e^{-j\omega t}$$

Amplitude $A \cos\left(\pi n_x \frac{x}{\ell_x}\right) \cos\left(\pi n_y \frac{y}{\ell_y}\right) \cos\left(\pi n_z \frac{z}{\ell_z}\right)$ ne varie pas dans le temps (onde stationnaire) = modes propres de la salle associés aux fréquences propres $\nu_{n_x n_y n_z} = \nu_n$.

Fréquences propres

$$\nu_n = \frac{\omega_n}{2\pi} = \frac{c_0 k_n}{2\pi} = \frac{c_0}{2\pi}\sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2}$$

$$k_i = n_i \frac{\pi}{\ell_i}$$

Dans le cas présent de salle rectangulaire

$$\nu_n = \frac{c_0 k_n}{2\pi} = \frac{c_0}{2}\sqrt{\left(\frac{n_x}{\ell_x}\right)^2 + \left(\frac{n_y}{\ell_y}\right)^2 + \left(\frac{n_z}{\ell_z}\right)^2}$$

- modes axiaux (unidimensionels): un seul des entiers n_x, n_y, n_z non nuls,
- modes tangentiels (bidimensionels): deux des entiers n_x, n_y, n_z non nuls,
- modes obliques (tridimensionels): tous les entiers n_x, n_y, n_z non nuls.

DENSITÉ MODALE ?

Brique élémentaire $\frac{c_0}{2\ell_x} \times \frac{c_0}{2\ell_z} \times \frac{c_0}{2\ell_z}$ dans l'espace des fréquences ν_x, ν_y, ν_z

- modes axiaux (unidimensionels): noeuds sur les axes,
- modes tangentiels (bidimensionels): noeuds sur les plans de base,
- modes obliques (tridimensionels): noeuds du réseau.

Nombre de modes obliques de fréquence propre inférieure à une fréquence ν donnée ? $= N_{3D}$

$$N_{3D} = \frac{4\pi V}{3}\left(\frac{\nu}{c_0}\right)^3$$

Salle de volume $V = \ell_x \ell_y \ell_z$.

DENSITÉ MODALE

Formule de Maa (1939)

$$N = \frac{4\pi V}{3}\left(\frac{\nu}{c_0}\right)^3 + \frac{\pi S}{4}\left(\frac{\nu}{c_0}\right)^2 + \frac{L}{8}\frac{\nu}{c_0}$$

Salle de volume $V = \ell_x \ell_y \ell_z$, surface des murs $S = 2(\ell_x \ell_y + \ell_y \ell_z + \ell_x \ell_z)$, de longueur d'arêtes $L = 4(\ell_x + \ell_y + \ell_z)$.

Densité modale

$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}\nu} = \frac{4\pi V}{c_0}\left(\frac{\nu}{c_0}\right)^2 + \frac{\pi S}{2c_0}\frac{\nu}{c_0} + \frac{L}{8c_0} \approx \frac{4\pi V}{c_0}\left(\frac{\nu}{c_0}\right)^2$$

D.Y. Maa, Distribution of eigentones in a rectangular chamber at low frequency range,Journal of the Acoustical Society of America, 10 (1939) 235–238.

Fréquence de Schroeder de la salle

= fréquence pour laquelle 3 modes se superposent sur une largeur de mode

Hypothèses

- tous les modes ont le même taux d'amortissement, $p_a \approx Ae^{-\frac{t}{\tau}} \sin \omega_0 t$, de transformée de Fourier

$$\hat{p}_a \approx \frac{A\omega_0}{(j\omega + \tau^{-1})^2 + \omega_0^2}$$

- taux donné par la formule de Sabine $\tau = \dfrac{4V}{c_0 A}$, $A = \overline{S} = \sum_i \alpha_i S_i$,
- formule de densité modale peu affecté par l'introduction de l'absorption des murs.

Largeur de bande (à -3dB) en fréquence

$$B = \frac{1}{\pi\tau}$$

QUELQUES DÉTAILS

Autour de la pulsation ω_0,

$$|\hat{p}_a|^2 = \frac{A^2\omega_0^2}{\left|(j\omega + \tau^{-1})^2 + \omega_0^2\right|^2} \approx C\frac{\tau^{-2}}{\tau^{-2} + (\omega - \omega_0)^2}$$

Perte de 3dB / Max $\equiv$ module $|\hat{p}_a|^2$ divisé par 2
C'est le cas pour $|\omega - \omega_0| = \tau^{-1}$
On multiplie par 2 pour avoir la largeur de bande en pulsation qui vaut donc $2|\omega - \omega_0| = 2\tau^{-1}$

Finalement la largeur de bande en fréquence est

$$B = \frac{2\tau^{-1}}{2\pi} = \frac{1}{\pi\tau}$$

$$\text{Densité modale } \frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}\nu} = \frac{4\pi V}{c_0^3}\nu^2 = \frac{3\,\text{modes}}{B}$$

$$\nu_{Schroeder} = \nu_S = c_0\sqrt{\frac{3}{\sum \alpha_i S_i}}$$

Exemple: Salle de $10m \times 3m \times 4m$, coeff d'absorption moyen $\overline{\alpha} = 0.2$, $TR_{60} = 1.17s$

$$\nu_S = 102 \text{ Hz}$$

Critère de Schroeder

$\nu < \nu_S$ modes séparés
$\nu > \nu_S$ non séparation des modes

$\Rightarrow$ notion de champ diffus en acoustique des salles

CHAMP DIFFUS

Pour une onde plane incidente arrivant en biais sur un mur

Puissance surfacique $\vec{I_a} \cdot \vec{n} = \|\vec{I_a}\| \cos\theta$

Champ diffus comme superposition d'ondes planes (non corrélées)

$$p^2_{moy} = \langle p^2_a \rangle \approx \left\langle \sum p^2_{ai} \right\rangle$$

$$\langle E_a \rangle = \left\langle \sum E_{ai} \right\rangle \approx \frac{p^2_{moy}}{\rho_0 c_0^2}$$

$$\langle I_a \rangle = \frac{1}{\Omega} \int I_a \cos\theta \, \mathrm{d}\Omega \approx \frac{p^2_{moy}}{4 Z_0}$$

Théorie de la réverbération de Sabine

Conservation de l'énergie en champ diffus

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\iiint_{V_0} E_a \,\mathrm{d}V = P_{Source} - \iint_{\partial V_0} \vec{I}_a \cdot \vec{n}^{ext}\,\mathrm{d}S$$

Approximation: champs homogènes,

$$p_a \approx p_{moy}, \quad E_a \approx \frac{p_{moy}^2}{\rho_0 c_0^2}$$

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\iiint_{V_0} E_a \,\mathrm{d}V \approx V\frac{\mathrm{d}E_a}{\mathrm{d}t}$$

$$\iint_{\partial V_0} \vec{I}_a \cdot \vec{n}^{ext}\,\mathrm{d}S \approx \langle I_a \rangle \sum \alpha_i S_i \text{ absorbé par les surfaces}$$

$$\approx \frac{p_{moy}^2}{4Z_0} A = \frac{c_0 A}{4} E_a$$

$A = \sum \alpha_i S_i = \overline{\alpha} S$: surface de fenêtre ouverte équivalente (m^2 ou Sabine)

Théorie de la réverbération de Sabine

Approximation: champs homogènes,

$$p_a \approx p_{moy}, \quad E_a \approx \frac{p_{moy}^2}{\rho_0 c_0^2}$$

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t} \iiint_{V_0} E_a \,\mathrm{d}V \approx V \frac{\mathrm{d}E_a}{\mathrm{d}t}$$

$$\iint_{\partial V_0} \vec{I}_a \cdot \vec{n}^{ext} \,\mathrm{d}S \approx \langle I_a \rangle \sum \alpha_i S_i \text{ absorbé par les surfaces}$$

$$\approx \frac{p_{moy}^2}{4Z_0} A = \frac{c_0 A}{4} E_a$$

$A = \sum \alpha_i S_i = \overline{\alpha} S$: surface de fenêtre ouverte équivalente (m^2 ou Sabine)

Conservation de l'énergie en champ diffus

$$V \frac{\mathrm{d}E_a}{\mathrm{d}t} = P_{Source} - \frac{c_0 A}{4} E_a$$

Mesure de la puissance d'une source

Regime stationnaire, on connaît la salle

$$P_{Source} = \frac{c_0 A}{4} E_a = p_{moy}^2 \frac{\sum \alpha_i S_i}{4 Z_0}$$

avec $L_p = 20 \log \frac{p_{moy}}{p_{ref}}$ connu.

Remarque

Mesurant P_{Source} et connaissant parfaitement la salle, sauf le coefficient d'absorption α_0 d'un revêtement testé de surface S_0, la formule précédente, inversée, permet de mesurer α_0.

TEMPS DE RÉVERBÉRATION

C'est le temps mis par une salle pour voir son énergie acoustique VE_a (E_a supposée uniforme) décroître d'un facteur 10^6 (de 60 dB) lorsque l'on éteint la source.

Formule de Sabine

$$TR_{60} = \frac{24 \ln 10\, V}{c_0 A}$$

Formule précise pour salle assez réverbérante ($\alpha_i < 0.2$), sinon surestimation de TR_{60}

Formule d'Eyring

$$TR_{60} = \frac{24 \ln 10\, V}{c_0 S(-\ln(1-\overline{\alpha}))}$$

TEMPS DE RÉVERBÉRATION

C'est le temps mis par une salle pour voir son énergie acoustique VE_a (E_a supposée uniforme) décroître d'un facteur 10^6 (de 60 dB) lorsque l'on éteint la source.

Formule de Sabine, dite du terrain (longueurs en m, TR_{60} en s)

$$TR_{60} = 0.16\frac{V}{A}$$

Formule précise pour salle assez réverbérante ($\alpha_i < 0.2$), sinon surestimation de TR_{60}

Formule d'Eyring, dite du terrain (longueurs en m, TR_{60} en s)

$$TR_{60} = 0.16\frac{V}{S(-\ln(1-\overline{\alpha}))}$$

DÉCROISSANCE SPATIALE

Soit une source sonore émettant un niveau de pression acoustique L_W,

$$L_W = 10 \log \frac{P_{Source}}{P_{ref}} \qquad P_{ref} = \frac{p_{ref}^2}{Z_0} \times 1m^2 = 10^{-12}\, W$$

Le niveau de sonore (en pression acoustique) en un point de la salle distant d'une distance r de la source est

$$L_p = L_W + 10 \log \left[\frac{P_{ref} Z_0}{p_{ref}^2} \left(\frac{Q}{4\pi r^2} + \frac{4}{R} \right) \right] \qquad R = \frac{SA}{S - A}$$

La premiere partie dans le logarithme correspond à la décroissance due au champ direct et la deuxième partie correspond au champ réverbéré.

Q : facteur de directivité de la source
S : surface du local
$A = \overline{\alpha}\, S$: surface de fenêtre ouverte équivalente

DÉCROISSANCE SPATIALE

Soit une source sonore émettant un niveau de pression acoustique L_W,

$$L_W = 10 \log \frac{P_{Source}}{P_{ref}} \qquad P_{ref} = \frac{p_{ref}^2}{Z_0} \times 1m^2 = 10^{-12}\, W$$

Le niveau de sonore (en pression acoustique) en un point de la salle distant d'une distance r de la source est

$$L_p = L_W + 10 \log \left(\frac{Q}{4\pi r^2} + \frac{4}{R} \right) \qquad R = \frac{SA}{S - A}$$

Formule dite du terrain, les longueurs sont en m.

La premiere partie dans le logarithme correspond à la décroissance due au champ direct et la deuxième partie correspond au champ réverbéré.

Q : facteur de directivité de la source
S : surface du local
$A = \overline{\alpha}\, S$: surface de fenêtre ouverte équivalente